

Die Suche nach hochdispergierten Radio-Pulsaren in Richtung des Galaktischen Zentrums

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Bernd Klein

aus

Bonn

Bonn 2005

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

1.Referent: Prof. Dr. Richard Wielebinski

2.Referent: Prof. Dr. Ulrich Klein

Tag der Promotion: 11. Februar 2005

<p>Diese Dissertation ist auf dem Hochschulschriftenserver der ULB Bonn http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss_online elektronisch publiziert.</p>
--

Zusammenfassung

Obwohl bis zum heutigen Tage mehr als 1500 Radio-Pulsare in unserer Galaxie entdeckt wurden, konnte bislang nicht ein einziger Pulsar im direkten Umfeld des Galaktischen Zentrums gefunden werden. Dies ist um so mehr erstaunlich, da die statistische Pulsar-Verteilung nicht nur eine deutliche Zunahme der Pulsare zum Zentrum unserer Galaxie zeigt, sondern dieser Himmelsbereich auch schon mehrfach in verschiedenen Pulsar-Suchen beobachtet wurde.

Das Defizit von Pulsaren im Galaktischen Zentrum wird heute allgemein durch Selektionseffekte bei der Suche erklärt, die aufgrund von Inhomogenitäten und der erhöhten Dichte des Interstellaren Mediums im Zentrumsbereich hervorgerufen werden. Diese Einflüsse bewirken eine frequenzabhängige Phasenverschiebung (Dispersion) sowie eine Pulsverbreiterung durch Mehrwegeausbreitung (Scattering) der zeitvarianten Strahlung von Pulsaren. Während die Dispersion durch geeignete Maßnahmen bei der Beobachtung nahezu vollständig beseitigt werden kann, ist die Pulsverbreiterung durch Scattering, die einen negativen Einfluß auf die Suchempfindlichkeit hat, nur mit Beobachtungen bei höheren Frequenzen zu mindern. Weil die Strahlungsintensität von Pulsaren jedoch zu höheren Frequenzen steil abfällt, kann die optimale Beobachtungsfrequenz nur ein Kompromiß der beiden gegensätzlichen Forderungen sein.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher die erste Suche nach Pulsaren im Galaktischen Zentrum bei der für Pulsar-Beobachtungen ungewöhnlich hohen Frequenz von 5 GHz mit dem 100-m Radioteleskop des Max-Planck-Instituts für Radioastronomie durchgeführt und analysiert. Der wissenschaftliche Teil dieser Dissertation umfasst eine ausführliche Diskussion über die zu erwartende Anzahl detektierbarer Zentrums pulsare für zwei unterschiedliche Sternentstehungs-Szenarien im Galaktischen Zentrum und ferner eine gründliche Untersuchung der erzielten Empfindlichkeit zur durchgeführten Pulsar-Suche. Die technischen Kapitel beschreiben die Entwicklung des Datenaufnahmesystems (Backends) und der Suchsoftware zur Auswertung der Beobachtungsdaten, die beide speziell für dieses Suchprojekt entworfen wurden.

Für Wolfgang

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Entdeckung	1
1.1.1	Voraussage von Neutronensternen	1
1.1.2	Entdeckung von pulsierender Radiostrahlung	2
1.1.3	Pulsare: Rotierende Neutronensterne	4
1.1.4	Entstehung von Neutronensternen	5
1.2	Eigenschaften von Pulsaren	8
1.2.1	Masse, Radius und Struktur von Neutronensternen	8
1.2.2	Periode, Periodenänderung und Pulsbreite	9
1.2.3	Alter	12
1.2.4	Magnetfeld	14
1.3	Das interstellare Medium	14
1.3.1	Dispersion	15
1.3.2	Szintillation	19
1.3.3	Scattering	19
1.4	Doppelstern-Pulsare	20
1.5	Millisekunden-Pulsare	22
1.6	Galaktische Verteilung der Pulsare	23

1.7	Forschungsschwerpunkte in der Pulsarastronomie	27
2	Pulsar - Backends	31
2.1	Die Beobachtung von Pulsaren	32
2.2	Technische Entwicklung von Pulsarbackends	32
2.3	EPOS - Effelsberg Pulsar Observing System	37
2.3.1	PUB-86	40
2.3.2	PSE - Pulsar-Signal-Entzerrer	43
2.4	EBPP - Effelsberg-Berkeley-Pulsar Processor	47
2.4.1	Kohärente De-Dispersion	47
2.4.2	Inkohärente De-Dispersion	49
3	POESY: Ein neues Pulsar-Backend	63
3.1	Anforderungen an das neue Backend	64
3.2	Hardware	64
3.2.1	Zähler-Karte	68
3.2.2	Timer-Karte	79
3.2.3	CPUs	81
3.2.4	SCSI-Laufwerke	83
3.3	Software	85
3.3.1	Realzeit-Betriebssystem VxWorks	86
3.3.2	Das Shared Memory Netzwerk	89
3.3.3	Das POESY-Filesystem PFS	89
3.3.4	Format der Beobachtungsdaten	91
3.4	Bedienung von POESY	92

3.5	Programme zur Datenweiterverarbeitung	92
3.5.1	POESYmerge	94
3.5.2	POESYsequencer	94
3.6	Technische Daten	96
4	PSE++ und Pulsar2000	97
4.1	Die Erweiterung des Pulsar-Signal-Entzerrers	98
4.2	Das Pulsar-Backend PULSAR2000	103
4.2.1	Hardware	104
4.2.2	Software	106
4.3	Technische Daten	115
5	Software zur Pulsar-Suche	117
5.1	Das Auffinden von Pulsaren	118
5.2	Suchmethode: Fast Folding Algorithmus (FFA)	122
5.3	Suchmethode: Fast Fourier Transform (FFT)	126
5.3.1	Harmonische Summation	127
5.4	De-Dispersion	130
5.4.1	Der Tree-Algorithmus	131
5.5	Einzelpuls-Suche	133
5.6	Suche nach Pulsaren in Binär-Systemen	135
5.6.1	Korrekturen im Zeitbereich	136
5.6.2	Korrekturen im Fourier-Raum	139
5.7	Störunterdrückung (RFI-Mitigation)	142
5.8	Entwicklung der Suchsoftware PSRSEARCH	145

5.8.1	PSRSEARCH	146
5.8.2	PSRFIND	150
5.8.3	PSRPLOT	152
5.9	Zusammenfassung und Ausblick	154
6	Pulsar-Suche im Galaktischen Zentrum	155
6.1	Neutronensterne im Galaktischen Zentrum	159
6.1.1	<i>Steady Star Formation</i>	161
6.1.2	Die <i>Starburst</i> -Theorie	162
6.1.3	Supernovae im Zentrumsbereich	164
6.2	Interstellare Streuung / Scattering	167
6.2.1	Diffraktive interstellare Szintillation (DISS)	168
6.2.2	Refraktive interstellare Szintillation (RISS)	168
6.2.3	Scattering	169
6.3	Empfindlichkeitsberechnung	172
6.3.1	Simulation von Scattering-Einflüssen	173
6.4	Die optimale Beobachtungsfrequenz	176
6.4.1	Spektral-Index von Pulsaren	178
6.4.2	Dispersion	179
6.4.3	Galaktische Hintergrundstrahlung	179
6.4.4	Technische Limits	180
6.4.5	Interstellares Scattering	180
6.4.6	Simulationen	184
6.5	Detektionslimit	187
6.5.1	Ergebnisse	190

6.6	Beobachtungen	191
6.6.1	Der 6 cm Pulsar-Survey	191
6.6.2	Die Pulsar-Suche bei 3.6 cm	195
6.7	Datenanalyse	199
6.8	Ergebnisse & Diskussion	201
6.9	Ausblick	203
A	Quadratur-Signalverarbeitung	207
B	POESY: Befehlsreferenz & Tabellen	213
B.1	POESY – Befehlsaufbau	213
B.2	POESY – Befehlseingabe	215
B.3	POESY – Kommandos	217
B.4	POESY – Befehlsfolgen (Makros)	232
B.5	POESY – Registertabellen & Adreßlisten	234
	Literaturverzeichnis	239
	Abbildungsverzeichnis	259
	Tabellenverzeichnis	263
	Danksagung	264
	Lebenslauf	268

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Entdeckung

1.1.1 Voraussage von Neutronensternen

Bereits in den dreißiger Jahren des zwanzigsten Jahrhunderts, kurz nach der Entdeckung des Neutrons (Chadwick 1932), machte Landau (1932) eine sehr bemerkenswerte Vorhersage: Ausgehend von seinen Untersuchungen von möglichen stabilen Zuständen der Materie prognostizierte er, daß im Universum supermassive Objekte existieren könnten, die praktisch nur aus Neutronen bestehen würden. Zwei Jahre später nahmen die beiden Astrophysiker Baade & Zwicky (1934) an, daß Sternexplosionen (Supernova) Neutronensterne als Endprodukte entstehen lassen könnten. Diese Annahme wurde durch Oppenheimer & Volkoff (1938) bekräftigt, die erstmals ein detailliertes Modell für die Struktur von Neutronensternen entwickelten und aus diesem eine Masse von $\sim 1M_{\odot}$ und einen Radius von ~ 10 km für ein stabiles Existieren solcher Objekte herleiteten.

1967 wies Pacini (1967) auf die Möglichkeit hin, daß Neutronensterne, falls sie ein Magnetfeld haben und rotieren sollten, Dipolstrahlung erzeugen und die hierfür benötigte Energie aus ihrer Rotation gewinnen würden. Obwohl für Neutronensterne eine extrem hohe Flächenhelligkeit zu erwarten war, ging man wegen der kleinen Oberfläche zunächst nicht davon aus, diese Objekte beobachten zu können.

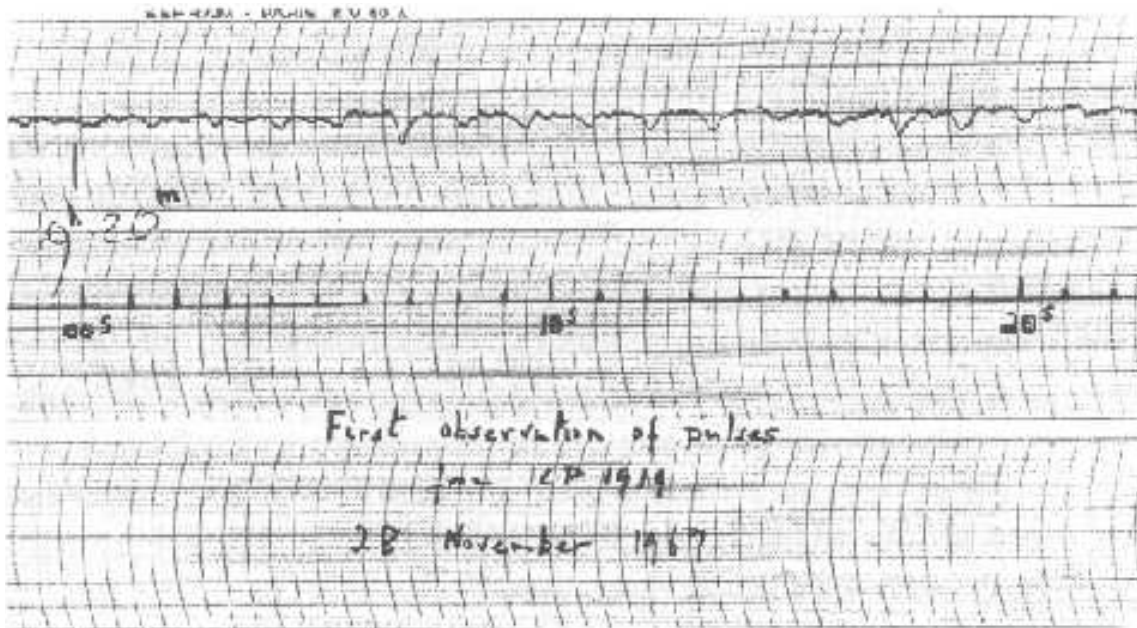
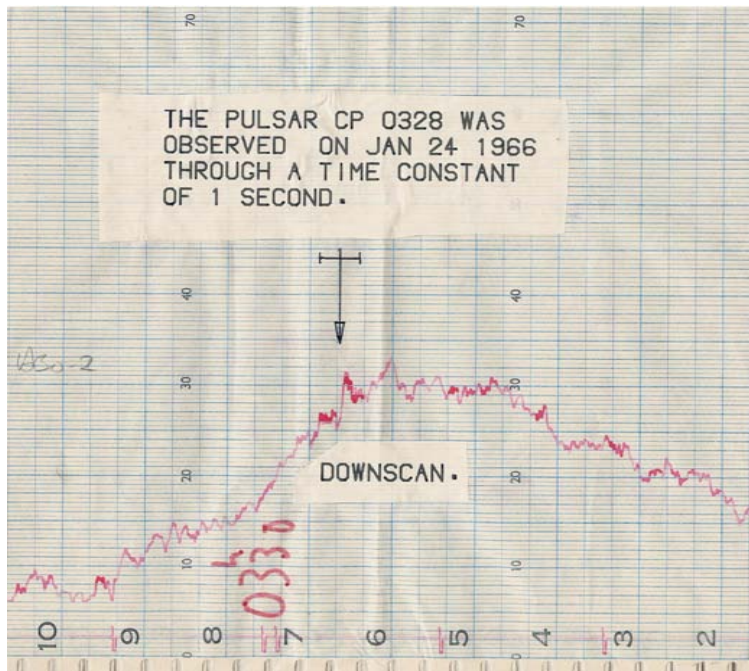


Abbildung 1.1:

Erste Entdeckung eines Pulsars (CP 1919) von J. Bell und A. Hewish am 28. November 1967. Im oberen Teil des Charts sind deutlich die nach unten gerichteten periodischen Signale (Einzelpulse) des Pulsars zu erkennen.

1.1.2 Entdeckung von pulsierender Radiostrahlung

Im Jahre 1967 begannen Anthony Hewish und Jocelyn Bell mit Untersuchungen über den Einfluß des interplanetaren Plasmas auf die Beobachtung kompakter Radioquellen. Diese “Plasmaklumpen” zwischen den Planeten des Sonnensystems sind irreguläre Schwankungen der Elektronendichte, die eine Szintillation der Strahlung von weit entfernten Radioquellen bewirken. Die “interplanetare Szintillation” verursacht Schwankungen mit einer Dauer im Sekundenbereich, wodurch sich eine bis dahin in der Radioastronomie unüblich kurze Integrationszeit von ca. 0.1 Sekunden ergab. Hewish und Bell konstruierten für ihre Untersuchungen ein Transit-Teleskop in Cambridge, das aus 2048 Dipolen, die über eine Fläche von $470 \text{ m} \times 45 \text{ m}$ angeordnet waren, bestand (Dautcourt 1976). Bereits in den ersten Wochen beobachteten sie bei einer Frequenz von 81.5 MHz (entsprechend einer Wellenlänge von 3.7 m) ein bis dahin unbekanntes Radiosignal (siehe Abbildung 1.1), das exakt mit einer Periode von 1.33728 Sekunden erschien (Hewish et al. 1968). Weil das Signal jeden Tag vier Minuten später beobachtet wurde - was genau der Verzögerung aufgrund

**Abbildung 1.2:**

Der Pulsar CP 0328 (PSR B0329+54) erscheint bereits rund eineinhalb Jahre vor der Pulsar-Entdeckung von J. Bell und A. Hewish auf einem Chart zum 408 MHz-Survey von Haslam et al.

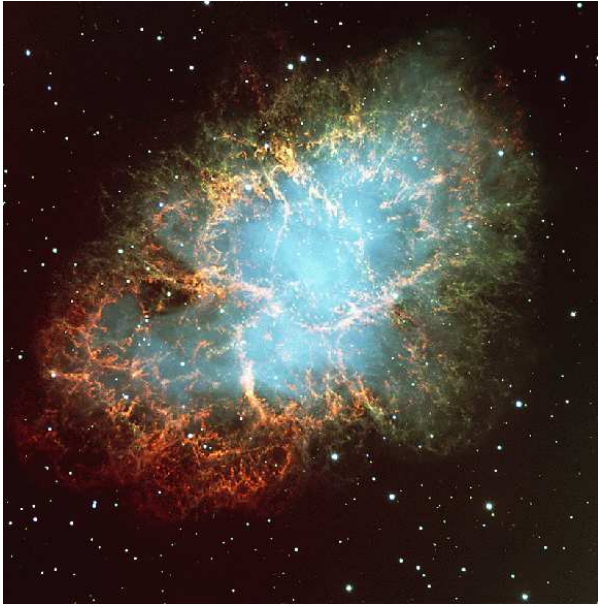
der Bewegung der Erde um die Sonne entspricht - konnte eine terrestrische Herkunft des Signals ausgeschlossen werden. Auch zeigte das Fehlen einer meßbaren Parallaxe, daß das Signal von keinem Objekt innerhalb des Sonnensystems herrühren konnte, sondern der Ursprung weit außerhalb des Sonnensystems liegen mußte. Schließlich stellte man eine Verzögerung der Pulse zu niedrigeren Frequenzen hin fest, die typisch für Signale ist, die einen weiten Weg durch das interstellare Medium (ISM) haben. Diese Eigenschaft wird als Dispersion bezeichnet und in Kapitel 1.3.1 auf Seite 15 erklärt.

Die Astronomen in Cambridge gaben dem neu entdeckten Objekt im Sternbild Vulpecula (Füchselein) die Bezeichnung CP 1919¹.

Die unvermeidliche Spekulation, die so regelmäßig auftretenden Pulse könnten ihren Ursprung in einer fremden Zivilisation haben², konnte spätestens nach der Entdeckung von drei weiteren Pulsaren, in anderen Himmelsrichtungen, innerhalb weniger Wochen verworfen werden.

¹CP stand für **C**ambridge **P**ulsar und 1919 für die Rektaszension. Die heutige Bezeichnung des Pulsars ist PSR B1919+21, wobei PSR für 'Pulsating Source of Radio emission' steht und das Zahlenpaar die Position des Pulsars angibt: $\alpha = 19^h 19^m$ und $\delta = +21^\circ$

²tatsächlich sind die ersten Pulsare inoffiziell mit LGM1, LGM2, etc. für **L**ittle **G**reen **M**en bezeichnet worden

**Abbildung 1.3:**

Der Krebs-Nebel (M1) ist der Überrest einer Supernova-Explosion, die sich im Jahre 1054 im Sternbild Taurus (Stier) ereignete und von chinesischen Geschichtsschreibern der Sung-Dynastie dokumentiert wurde. Im Zentrum von M1 befindet sich der Pulsar PSR B0531+21 mit einer Periode von 33.4 ms.

Ältere Beobachtungen, die man nach der Veröffentlichung von Hewish et al. erneut analysierte, zeigten, daß bereits früher von anderen Teleskopen Pulsarsignale empfangen und aufgezeichnet wurden, sie damals aber als terrestrische Störungen interpretiert wurden (Haslam et al. (1974) und persönliche Mitteilungen). Zudem waren die Integrationszeiten oft sehr lang, so daß die pulsierenden Signale zu Kontinuumsquellen verschmiert wurden. Der Pulsar PSR B0329+54 erscheint so bereits im 408 MHz-Survey von Haslam et al. als eine 1 *Jy*-Punktquelle³ (siehe Abbildung 1.2).

1.1.3 Pulsare: Rotierende Neutronensterne

In der Veröffentlichung von Hewish et al. (1968) wurde bereits als Quelle der pulsierenden Strahlung rotierende Neutronensterne oder Weiße Zwerge angenommen. Die Entdeckung eines Pulsars im Zentrum des Krebs-Nebels (PSR B0531+21, Staelin & Reifenstein (1968), Abbildung 1.3) und im Supernova-Überrest Vela X-1 (PSR B0833-45, Large et al. (1968)) bestätigten eindrucksvoll die Hypothese von rotierenden Neutronensternen. Die kurzen Pulsperioden von 33 ms und 89 ms ließen keine radial oszillierende Weiße Zwerge mehr zu. Auch die Möglichkeit von engen Binärsystemen aus Stern und massereichem Begleiter konnte diese kurzen Perioden

³ 1 Jy (Jansky) $\equiv 10^{-26} \text{Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$

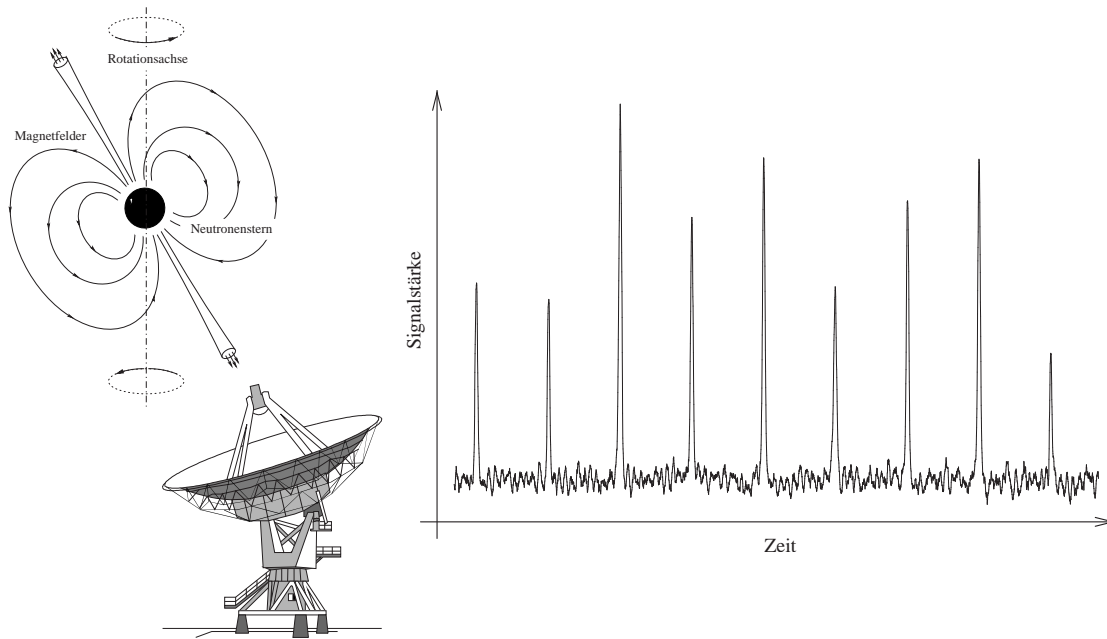
nicht erklären. Weiterhin beobachteten Richards & Comella (1969) eine Zunahme der Pulsperiode des Krebs-Pulsars von $13 \mu\text{s}$ pro Jahr, in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen von Gold (1968) und Pacini (1968) — eine Entdeckung, die deutlich für ein rotierendes Einzelobjekt steht, denn bei einem engen Binärsystem würde sich ein Energieverlust (durch Abgabe von Gravitationswellen) in einer Abnahme der Pulsperiode zeigen.

Die Vorstellung, daß Pulsare hochmagnetisierte rotierende Neutronensterne sind, wird heute allgemein akzeptiert. Das starke Magnetfeld des Pulsars erzeugt einen scharf gebündelten Strahl elektromagnetischer Strahlung, der entlang der Magnetfeldachse oberhalb der Pole des Neutronensterns entsteht (Abbildung 1.4). Sind die magnetische Feldachse und die Rotationsachse gegeneinander versetzt und überstreicht der Strahl die Erde, ähnlich wie bei einem Leuchtturm, so registrieren wir gepulste Strahlung.

1.1.4 Entstehung von Neutronensternen

Die Entwicklung eines Neutronensterns aus einem massereichen Stern ist ein äußerst komplexer Vorgang, der besonders in Kippenhahn & Weigert (1990), Lyne & Graham-Smith (1998) und Silk (1999) gut beschrieben wird. In Abbildung 1.5 sind die wesentlichen Entwicklungsschritte hin zu einem Neutronenstern bzw. Pulsar schematisch dargestellt. Der Einfachheit halber sei angenommen, daß Neutronensterne während einer Supernova-Explosion eines kollabierenden Sterns entstehen.

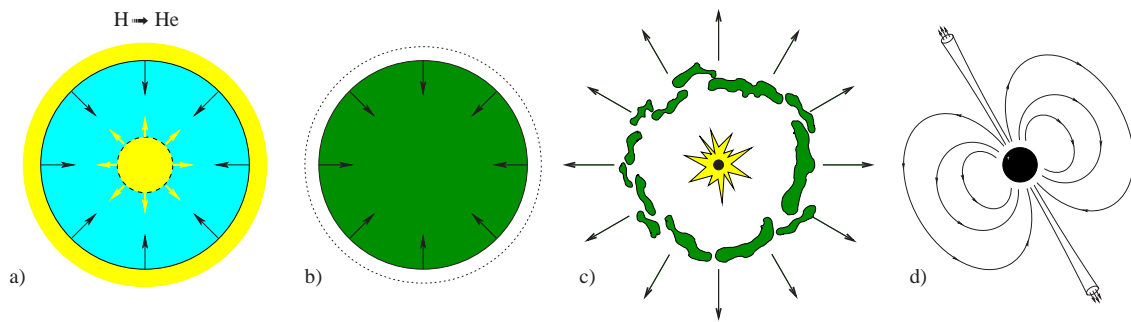
Die “normale” Lebensdauer eines Sterns (Hauptreihen-Stern) wird wesentlich durch seine Masse bestimmt und beträgt ungefähr $10^{10}(M/M_{\odot})^{-3}$ Jahre. In dieser Zeit besitzt der Stern ausreichend nuklearen Brennstoff im Kern, so daß die Fusion von Wasserstoff zu Helium im Zentrum genügend Druck aufbaut, um dem Kollabieren des Sterns, aufgrund seiner eigenen Gravitation, entgegen zu wirken. Massearme Sterne ($M_{\star} < 4M_{\odot}$) fallen, nachdem ihr Brennstoff erschöpft ist, in sich zusammen: Es entsteht ein Weißer Zwerg. Bei massereicheren Sternen schließen sich weitere Kernprozesse an, bei denen immer schwerere Atome gebildet werden, bis schließlich die Kernregion aus Eisen besteht. Eisen ist das Endstadium der Kernfusion: Die Synthese noch schwererer Elemente aus leichteren setzt keine Energie mehr frei, sondern verbraucht Energie. Die Eisenkernregion ist endotherm (Energie absorbierend) geworden. Zu diesem Zeitpunkt hat sich der Stern zu einem Roten

**Abbildung 1.4:**

Ähnlich wie der Lichtkegel eines Leuchtturms, erzeugt ein rotierender Neutronenstern stark gebündelte Radiostrahlung: Streicht der Strahl über die Erde, so nehmen wir ihn in Form eines Pulses wahr. Die im rechten Teil abgebildeten Einzelpulse von PSR 1929+10 wurden mit dem neu entwickelten Backend (POESY) am 100-m-Radioteleskop in Effelsberg bei einer Frequenz von 1.4 GHz beobachtet. Deutlich ist die konstante Periode ($P = 226.5 \text{ ms}$) und die unterschiedliche Intensität der Einzelpulse zu sehen.

Riesen entwickelt und die Kernprozesse lassen aufgrund des verbrauchten nuklearen Brennstoffes schlagartig nach. Liegt die Masse der Kernregion in einem Bereich von $1.9M_{\odot} \leq M \leq 2.5M_{\odot}$, kann selbst der Druck entarteter⁴ Elektronen sie nicht länger gegen die Gravitation stützen. Die Kernregion kollabiert zu einem sehr viel dichteren Materiezustand, in dem die Atomkerne selbst zusammengequetscht werden, und nicht nur die Atome als Ganzes, wie bei der Bildung von Weißen Zwerge. Es kommt zu einer vermehrten Rekombination von Protonen und Elektronen: $e^{-} + p \longrightarrow n + \nu_e$. Neben Neutronen n entstehen in dieser Phase auch Neutrinos ν_e , die fast ungehindert den kollabierenden Stern verlassen und ihn hierdurch weiter abkühlen, wodurch die Rekombination zusätzlich verstärkt wird (Lattimer &

⁴“Entartung” beschreibt einen Zustand der Materie, bei dem alle Quantenzustände der Materie lückenlos bis zur Fermi-Energie besetzt sind: Fermi-Druck. Ein weiteres Komprimieren des Elektronengases erhöht den Druck nicht weiter.

**Abbildung 1.5:**

- a) Während der “normalen” Brennphase ist der Stern stabil, weil er genügend inneren Verbrennungsdruck erzeugen kann um ein Kollabieren durch seine eigene Schwerkraft zu verhindern.
- b) Nachdem der nukleare Brennstoff verbraucht ist, fällt der Stern durch seine eigene Gravitation in sich zusammen.
- c) Es kommt zu einer Supernova-Explosion, bei der die äußere Hülle mit einer Geschwindigkeit von bis zu $10,000 \text{ km s}^{-1}$ in die Umgebung abgestoßen wird.
- d) Im Zentrum der Explosion bildet sich ein Neutronenstern, der ggf. als Pulsar beobachtet werden kann.

Prakash 2004). Der Kollaps der stellaren Kernregion erzeugt eine Schockwelle nach außen, welche die einfallende Materie sowie die äußeren Schichten des Roten Riesen in einer gewaltigen Explosion in den Raum hinausschleudert: Der Stern explodiert in einer Supernova und verliert hierbei einen Großteil seiner Masse. Zurück bleibt ein Neutronenstern mit einer mittleren Materiedichte von $10^{16} - 10^{18} \text{ kg m}^{-3}$ (Woosley & Weaver 1986).

Weil die Supernova-Explosion und der Kollaps des Sternkerns in der Regel nicht absolut symmetrisch verläuft, erfährt der Neutronenstern einen Anfangs-”Kick”, wodurch er sich im Laufe der Zeit vom ursprünglichen Explosionsort entfernt (Spruit & Phinney 1998). Während eine Verbindung zwischen Supernova-Überrest und Pulsar für 10^5 Jahre beobachtbar ist und dann die Explosionsreste aufgrund der Ausbreitung im Raum immer dunkler werden, kann die Pulsaremission bis zu 10^7 Jahre detektiert werden. Nach dieser Zeit hat dann der Pulsar so viel Rotationsenergie verloren, daß die kohärente Radioemission nicht mehr aufrecht erhalten werden kann.

Bei der Rekombination von Protonen und Elektronen während des Kollaps der

Kernregion entstehen nicht nur Neutronen, sondern auch eine große Menge an Neutrinos. Obwohl Neutrinos aufgrund ihrer schwachen Wechselwirkung nur schwer nachweisbar sind, zählte ein Neutrino-Detektor in der Kamioka-Zinkmine bei Tokio zwölf und ein ähnlicher Detektor in der Morton-Salzmine bei Cleveland acht Wechselwirkungen mit Elektronen. Wie man im nachhinein feststellte, war eine Supernova-Explosion (SN 1987A⁵) in der Großen Magellanschen Wolke für den erhöhten Neutrinofluß verantwortlich (Hirata et al. 1987).

Obwohl bislang nur Supernova-Explosionen für die Bildung von Neutronensternen beschrieben wurden, ist auch noch ein alternativer Entstehungsprozeß denkbar (Whelan & Iben 1973). In einem engen Binärsystem aus einem Weißen Zwerg und einem Roten Riesen kann der Weiße Zwerg Masse von seinem Partnerstern akkretieren bis er seine kritische Masse erreicht. Der dann unabdingbar stattfindende Kollaps ist gleichzeitig die Geburt eines neuen Neutronensterns.

1.2 Eigenschaften von Pulsaren

Der Aufbau von Neutronensternen, ihrer inneren Struktur, Radius und Masse, sowie der magnetischen Feldstärke sind Gegenstand vieler Untersuchungen. Dennoch ist eine Beschreibung dieser Eigenschaften nur innerhalb von Grenzen möglich, da man keine Erfahrung hat, wie sich Materie unter extremsten Bedingungen verhält und Experimente hierzu auf der Erde nicht möglich sind.

1.2.1 Masse, Radius und Struktur von Neutronensternen

Theoretische Modelle von Neutronensternen lassen Massen im Bereich von $0.2 - 2.0 M_{\odot}$ zu. Kleinere Massen scheiden aus, weil die geringere Gravitationskraft keinen stabilen Zustand des Sterns ermöglichen würde und bei größeren Massen sich nach den allgemeinen Theorien ein Schwarzes Loch bilden würde. Durch präzises Messen der Ankunftszeiten von Pulsaren in Binärsystemen (*Timing*), lassen sich neben vielen anderen Parametern auch die Massen der Objekte bestimmen (Bell

⁵Bis heute wurde kein Radio-Pulsar im Supernova-Überrest SN 1987A gefunden (Crawford et al. 1999, Percival et al. 1995). Im optischen Wellenlängenbereich wurde jedoch pulsierende Strahlung ($P = 2.14$ ms) detektiert, die auf einen möglichen Pulsar hindeutet (Middleditch et al. 2000). Diese Messung konnte aber bis heute nicht bestätigt werden.

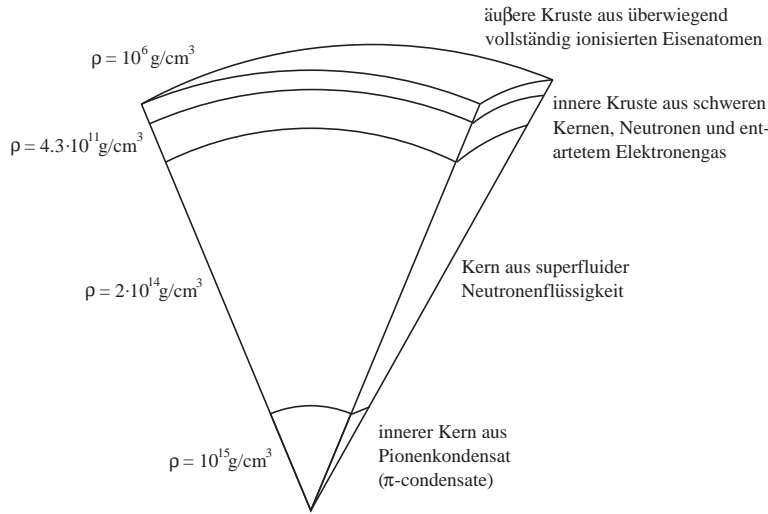


Abbildung 1.6:
*Aufbau und Struktur
 eines Neutronensterns.
 Der Radius des Sterns ist
 abhängig von den
 Zustandsgleichungen der
 Materie; für eine Masse
 $M_{NS} = 1.4 M_{\odot}$ wird ein
 Radius von 10.4 - 11.2 km
 angenommen (Baym 1991,
 Lattimer & Prakash 2004).*

1998). Diese Messungen zeigten eine typische Neutronensternmasse von $M_{NS} = 1.35 \pm 0.04 M_{\odot}$ (Thorsett & Chakrabarty 1999). Weil diese Masse sehr nahe an der Chandrasekhar-Grenze⁶ (Chandrasekhar 1931) liegt, verwenden viele Modelle einen Wert von $1.4 M_{\odot}$.

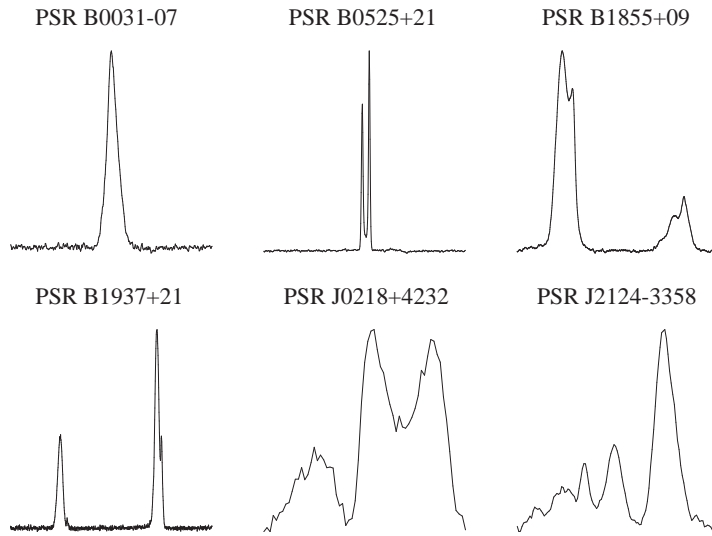
Nimmt man für einen Neutronenstern die typische Masse von $1.4 M_{\odot}$ an, so ergibt sich für den Radius des Neutronensterns ein Wert zwischen 10.4 und 11.2 km (Baym 1991).

Der Aufbau von einem Neutronenstern der Masse $M_{NS} = 1.4 M_{\odot}$ ist in Abbildung 1.6 dargestellt (Lyne & Graham-Smith 1998). Aus einer Masse von $1.4 M_{\odot}$ und einem Kugeldurchmesser von ca. 20 km ergibt sich eine enorme Massedichte, die sogar die Dichte gewöhnlicher Kernmaterie übertrifft, obwohl diese schon selbst etwa zehn Billionen mal dichter als die von Blei ist. Dennoch ist die Dichteverteilung in einem Neutronenstern nicht homogen, sondern variiert zwischen dem inneren Kern und der äußeren Kruste um neun Größenordnungen ($\rho \approx 10^6 - 10^{15} \text{ g cm}^{-3}$).

1.2.2 Periode, Periodenänderung und Pulsbreite

Pulsare wurden aufgrund ihrer pulsierenden Strahlung entdeckt. Weil die Pulsperiode nicht nur direkt meßbar ist, sondern auch von allen Pulsarparametern mit der

⁶Chandrasekhar berechnete bereits 1928 im jungen Alter von 18 Jahren diese Masse als Grenzwert für einen Stern, der sich noch gegen den Kollaps zu einem Schwarzen Loch behaupten kann.

**Abbildung 1.7:**

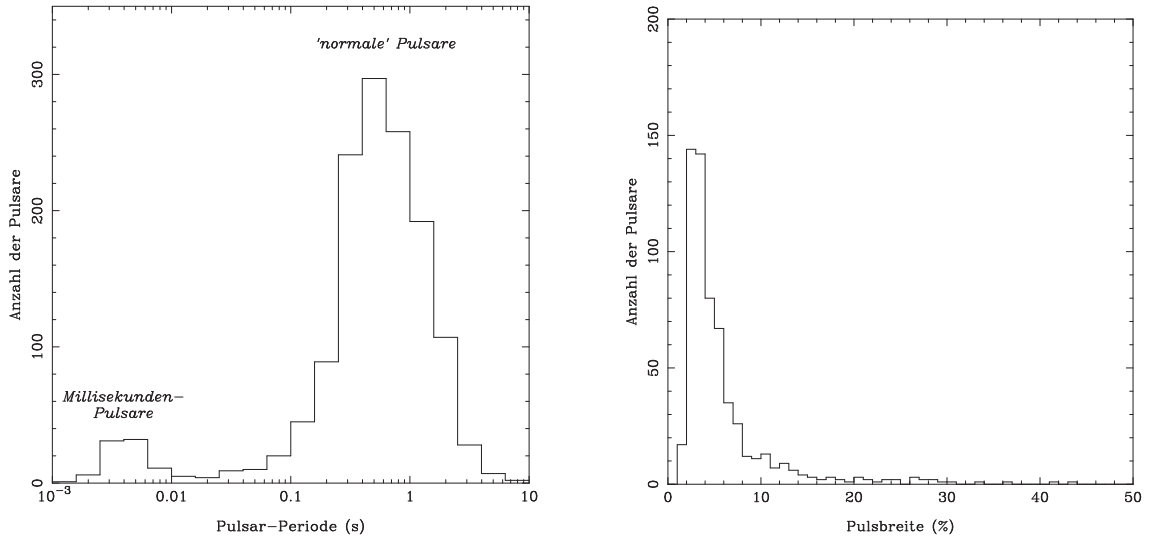
Eine Auswahl von integrierten Pulsprofilen der EPN-Datenbank (Lorimer et al. 1998). Jedes Profil repräsentiert die volle Pulsperiode (360 Grad).

Mit Ausnahme von PSR J0218+4232 (610 MHz) wurden alle Profile bei einer Frequenz von 1.4 GHz gemessen.

höchsten Genauigkeit bestimmt werden kann, ist sie die wichtigste Größe bei der Untersuchung von Pulsaren. Obwohl die Periode eines Pulsars enorm konstant ist ($10^{-1} - 10^{-7}$ ppm über mehrere Monate (Backer et al. 1982, Taylor 1991)), sind die Einzelpulse in ihrer Form und Intensität sehr unterschiedlich. Summiert man jedoch einige hundert Einzelpulse, so erhält man ein mittleres Pulsprofil, das charakteristisch für jeden Pulsar ist und nur noch in Abhängigkeit der Beobachtungsfrequenz variiert (Abbildung 1.7).

Die linke Hälfte von Abbildung 1.8 zeigt die Periodenverteilung von 1286 Pulsaren. Das untere Ende der Pulsperiode bildet PSR B1937+21 (Backer et al. 1982) mit nur 1.56 ms. Auch wenn dieser *Millisekundenpulsar*⁷ (siehe Kapitel 1.5 auf Seite 22) seit knapp 20 Jahren den Periodenrekord hält, muß dies nicht die physikalische Grenze der Rotationsgeschwindigkeit sein. Der Grenzwert von $P_{lim} \sim 0.5$ ms definiert sich aus den Zustandgleichungen der Materie von Neutronensternen und dem Verhältnis von Zentrifugalkraft und Gravitation, die maximal am Äquator des Pulsars wirken darf (Cook et al. 1994, Burderi et al. 2001). Das obere Ende der Pulsperiode wird derzeit von PSR J2144-3933 (Young et al. 1999) mit 8.51 Sekunden bestimmt. Diese extrem langsame Periode ist insofern interessant, weil viele Emissionsmodelle keine Radiostrahlung mehr bei dieser Rotationsgeschwindigkeit zulassen. Der Mittelwert

⁷Als Millisekundenpulsar (MSP) bezeichnet man einen Pulsar, dessen Rotationsperiode kleiner gleich 30 ms ist.

**Abbildung 1.8:**

Linkes Diagramm: Verteilung der Perioden von 1395 Pulsaren. Neben den “normalen” Pulsaren, deren Periode im Sekundenbereich liegt, ist in der linken Hälfte die Verteilung der Millisekundenpulsare ($P_{MSP} \leq 30 \text{ ms}$) zu sehen.

Rechtes Diagramm: Verhältnis von Pulsbreite zu Pulsperiode von 607 Pulsaren (Taylor et al. 1995). Alle Pulsbreiten wurden bei einer Frequenz von 400 MHz bestimmt und beziehen sich auf die Breite des Pulses bei 50 % vom Maximum.

aller Perioden wird immer mehr von der großen Anzahl von normalen Pulsaren dominiert und beträgt derzeit für die veröffentlichten 1395 Pulsare⁸ $\bar{P}_{2003} = 0.798 \text{ s}$. ($\bar{P}_{1995} = 0.7 \text{ s}$ (Taylor et al. 1995), $\bar{P}_{1993} = 0.6 \text{ s}$ (Taylor et al. 1993))

Die rechte Hälfte von Abbildung 1.8 zeigt das Verhältnis von Pulsbreite zu Pulsperiode von 607 Pulsaren (Taylor et al. 1995). Ähnlich der Periodenverteilung umfaßt auch die Pulsbreite einen großen Bereich von 0.4% (PSR J1951+1123) bis 43% (PSR J0034-0534). Eine Ausnahme stellt PSR J0218+4232 (siehe Abbildung 1.7) dar, der Strahlung über die gesamte Periode von $P = 2.3 \text{ ms}$ emittiert (Navarro et al. 1995). Die durchschnittliche Pulsbreite bei 400 MHz beträgt 4.8 %.

Ein Pulsar verliert stetig an Rotationsenergie, wodurch sich seine Periode meßbar verlangsamt. Ein Großteil dieser Energie wird in Form magnetischer Dipolstrahlung mit der Rotationsfrequenz, ein anderer Teil in Form von beschleunigten Partikeln abgestrahlt / abgegeben. Weiterhin ist eine mögliche Energieabgabe in Form von

⁸Stand: März 2003

Gravitationswellen denkbar, wenn der Neutronenstern nicht perfekt rotationssymmetrisch aufgebaut ist. Weil sich aus der Periode P und der Periodenableitung \dot{P} nicht nur die Energieabgabe bestimmen läßt, sondern auch Aussagen über das Magnetfeld und das Alter des Pulsars möglich sind, ist das sogenannte P - \dot{P} - Diagramm zur Untersuchung von Pulsaren eine wichtige Darstellung (siehe Abbildung 1.9 auf Seite 15). Derzeit umfaßt die Periodenableitung einen Bereich von 9 Größenordnungen von $\dot{P} = 1.6 \times 10^{-21}$ s/s (PSR J0024-7204H, Camilo et al. (2000a), Freire et al. (2000)) bis $\dot{P} = 4.0 \times 10^{-12}$ s/s (PSR J1119-6127, Manchester et al. (2001)). Auch Abbildung 1.9 zeigt deutlich die beiden Klassen von Pulsaren: "normale" Pulsare im rechten oberen Teil und die Millisekundenpulsare im unteren linken Bereich der Darstellung.

1.2.3 Alter

Wie bereits im vorherigen Kapitel angedeutet, läßt sich aus dem Verhältnis von Periodenableitung (Abbremsrate) und der Pulsarperiode das *charakteristische Alter* von Pulsaren bestimmen.

Aus der klassischen Elektrodynamik folgt für das magnetische Dipolmoment M_{\perp} , der Winkelgeschwindigkeit $\Omega = 2\pi/P$ und dem Trägheitsmoment I

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} I \Omega^2 \right) = -\frac{2}{3} M_{\perp} \Omega^4 c^{-3} . \quad (1.1)$$

Hierbei entspricht $M_{\perp} \sim r^3 B_0 \sin \alpha$ dem orthogonalen Anteil des magnetischen Dipolmoments im Bezug zur Rotationsachse, B_0 der magnetischen Feldstärke an der Oberfläche und α dem gedachten Winkel zwischen Rotations- und Magnetfeldachse. Aus Formel 1.1 läßt sich die Differentialgleichung für die Verlangsamung ableiten:

$$\dot{\Omega} = -k \Omega^n . \quad (1.2)$$

Während k eine Konstante ist, beschreibt n den *Bremsindex* ('breaking index'), der typischerweise im Bereich $2 \leq n \leq 3$ gemessen wird (Manchester & Taylor 1977). Durch Integration von Ausdruck 1.2 und Einsetzen von $P = 2\pi/\Omega$ erhält man eine Beziehung zwischen P , \dot{P} und dem Alter t :

$$t = \frac{1}{(n-1)} \frac{P}{\dot{P}} \left[1 - \left(\frac{P_i}{P} \right)^{n-1} \right] . \quad (1.3)$$

Mit der Voraussetzung von $n \neq 1$ und der Annahme, daß der Pulsar seit seiner Entstehung erheblich an Rotationsgeschwindigkeit verloren hat ($P_i \ll P$) folgt für das Alter τ

$$\tau = \frac{1}{(n-1)} \frac{P}{\dot{P}} . \quad (1.4)$$

In der Praxis wird gerne $n = 3$ angenommen, was einer reinen Rotationsabbremmung durch magnetische Dipolstrahlung entspricht. Das *charakteristische Alter* berechnet sich somit durch den einfachen Ausdruck

$$\tau_c = \frac{P}{2\dot{P}} . \quad (1.5)$$

Durch die beiden Annahmen ($P_i \ll P$ und $n = 3$) stellt das charakteristische Alter nur eine Näherung zum tatsächlichen Alter eines Pulsars dar. So erhält man mit Formel 1.5 für den Krebs-Pulsar einen Wert von $\tau_c = 1260$ Jahre, obwohl nach Überlieferungen von chinesischen Astronomen, sich die zur Bildung des Pulsars verantwortliche Supernova-Explosion vor rund 950 Jahren ereignet hat (Abbildung 1.3). Obwohl sich der Bremsindex n analytisch durch Verwendung der zweiten Ableitung der Periode bestimmen läßt

$$n = 2 - \frac{P\ddot{P}}{\dot{P}^2} , \quad (1.6)$$

ist diese Methode durch die Ungenauigkeit der Messung von \ddot{P} wenig praktikabel. Dennoch konnte man für den Krebs-Pulsar einen Wert von $n = 2.509 \pm 0.001$ (Lyne et al. 1988) ermitteln, der es durch die Kenntnis des genauen Alters des Pulsars erlaubt, die Geburtsperiode zu $P_i = 19.3 \text{ ms}$ zu berechnen.

Trotz der gezeigten Ungenauigkeiten kann das charakteristische Alter als obere Altersgrenze betrachtet werden und ist damit ein weiterer wichtiger Parameter bei der Untersuchung von Pulsaren (Cordes & Chernoff 1998). Das charakteristische Alter überstreicht einen Bereich von 1260 Jahren (Krebs-Pulsar) bis zu 3.1×10^{10} Jahren (PSR J0024-7204H, einem Millisekundenpulsar im Kugelsternhaufen 47 Tucanae, Camilo et al. (2000a)). Die typische (durchschnittliche) Lebensdauer eines normalen Pulsars berechnet sich zu 7.6×10^7 Jahren.

Es erscheint überraschend, daß es sich bei den ältesten Pulsaren ausschließlich um Millisekundenpulsare handelt, obwohl man eher sehr langsam rotierende Pulsare annehmen würde. Der Grund hierfür liegt in einer anderen Entstehungsgeschichte und wird in Kapitel 1.5 beschrieben.

1.2.4 Magnetfeld

Aus der Pulsperiode und deren Ableitung läßt sich nicht nur das charakteristische Alter τ_c eines Pulsars berechnen, sondern auch dessen Magnetfeldstärke B .

Wie bereits im vorherigen Kapitel beschrieben, wird das Abbremsen eines Pulsars durch die Abgabe von Dipolstrahlung dominiert. Mit der Annahme, daß ein typischer Pulsar ein Trägheitsmoment von $I = 10^{45} \text{ g cm}^2$ (Shapiro & Teukolsky 1983) und einen Radius von $R_{NS} = 10 \text{ km}$ hat, berechnet sich die magnetische Feldstärke an der Oberfläche zu:

$$B_0 = \sqrt{\frac{3 c^2 \mu_0}{32 \pi^3} \frac{I}{R_{NS}^6 \sin^2 \alpha}} \cdot \sqrt{P \dot{P}}. \quad (1.7)$$

Nimmt man weiter eine orthogonale Geometrie an (magnetische Feld- und Rotationsachse stehen senkrecht zueinander, $\alpha = 90^\circ$), dann erhält man:

$$B_0 = 3.3 \times 10^{19} \sqrt{P \dot{P}} \quad [\text{Gauß}]. \quad (1.8)$$

Bei “normalen” Pulsaren beträgt die magnetische Oberflächenfeldstärke 10^{12} Gauß, wogegen sie bei Millisekundenpulsaren *nur* 10^8 Gauß beträgt. Im P - \dot{P} - Diagramm (Abbildung 1.9) beschreiben die gestrichelten diagonalen Linien die Größenordnungen der magnetischen Oberflächenfeldstärke — deutlich sind auch hier die Unterschiede zu den Millisekundenpulsaren zu erkennen.

Berechnet man die Energie, die bei der Abbremsung eines Pulsars abgegeben wird

$$\dot{E} = -I \Omega \dot{\Omega} = 4\pi^2 I \frac{\dot{P}}{P^3}, \quad (1.9)$$

so erhält man Werte im Bereich von $3 \times 10^{21} \text{ W}$ (PSR J2144-3933, $P = 8.5 \text{ s}$) bis zu $4.5 \times 10^{31} \text{ W}$ (Krebs-Pulsar). Hier lassen sich jedoch keine Unterschiede zwischen “normalen” Pulsaren und Millisekundenpulsaren erkennen.

1.3 Das interstellare Medium

Aufgrund von freien Elektronen im interstellaren Medium (ISM) wird die Radiostrahlung von astronomischen Quellen beeinflusst. Besonders bei zeitvarianter Strahlung, wie sie von Pulsaren emittiert wird, ist dieser Einfluß von besonderer Bedeutung. Der wohl wichtigste Effekt ist die frequenzabhängige Gruppenlaufzeit von

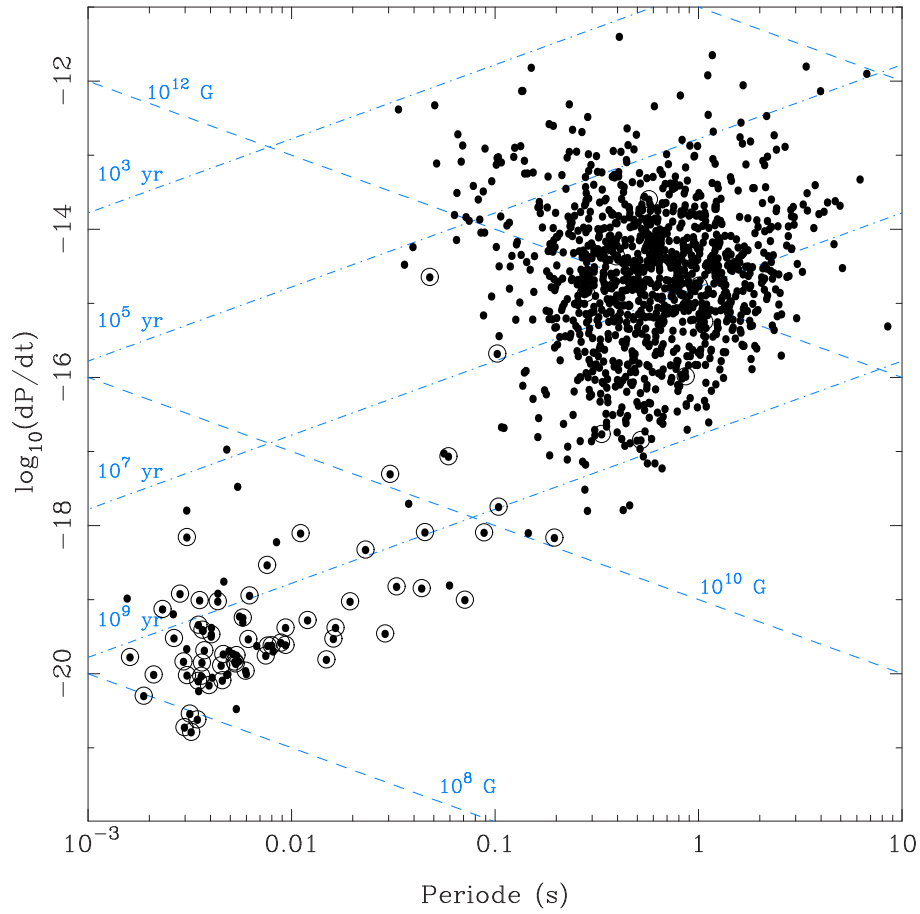


Abbildung 1.9:

$P - \dot{P}$ - Diagramm von 1259 Pulsaren in doppelt-logarithmischer Darstellung. Umkreiste Punkte markieren Pulsare, die sich in einem Doppelstern-System befinden. Die diagonalen gestrichelten Linien geben die Größenordnung des Magnetfeldes an und die Punkt-Strich-Linien das charakteristische Alter der Pulsare.

Pulsen (*Dispersion*), aber auch die *Szintillation* und das *Scattering* werden durch das ISM verursacht.

1.3.1 Dispersion

Bedingt durch das ionisierte interstellare Medium zwischen Pulsar und Beobachter, das wegen seiner freien Elektronen einen Brechungsindex $n_{\text{ISM}} < 1$ besitzt, können sich Radiowellen nicht mit Vakuumlichtgeschwindigkeit ($c_0 = 2.998 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$)

ausbreiten. Die Folge ist eine frequenzabhängige Gruppenlaufzeit der Signale, die als *Dispersion* bezeichnet wird: Pulse, die bei höherer Frequenz emittiert werden, durchdringen das ISM schneller und erreichen den Beobachter daher eher, als Pulse bei niedrigerer Frequenz. Obwohl die Dispersion im Grunde ein störender Einfluß ist, der besondere Techniken bei der Beobachtung (Abschnitte 2.4.1, 2.4.2) und der Datenauswertung (siehe Kapitel 5.4) erfordert, ist sie bei der Pulsar-Suche ein gutes Kriterium zur Identifizierung von terrestrischen Interferenzen (Kapitel 5.7).

Bei Vernachlässigung von geringfügigen Abweichungen durch galaktische Magnetfelder, berechnet sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Radiowellen in einem Medium durch die Gruppenlaufzeit

$$v_{gr} = c_0 n_{\text{ISM}} = c_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\nu_p}{\nu}\right)^2}, \quad (1.10)$$

wobei ν die Frequenz der Radiostrahlung (Beobachtungsfrequenz) und

$$\nu_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}} \quad (1.11)$$

die Plasma-Frequenz des Elektronengases ist. Hierbei steht n_e für die Elektronendichte im ISM und $e = 1.6 \times 10^{-19}$ C sowie $m_e = 9.1 \times 10^{-31}$ kg geben die Ladung und Masse des Elektrons an.

Aus Ausdruck (1.10) folgt unmittelbar, daß für alle Frequenzen $\nu < \nu_p$ keine Ausbreitung von Radiowellen mehr möglich ist, weshalb diese Beziehung auch gerne in Emissionstheorien zur Bestimmung der maximalen Plasma-Dichte in der Magnetosphäre von Pulsaren verwendet wird (Ruderman & Sutherland 1975).

Ein typischer Wert für die Elektronendichte im ISM ist $n_e \sim 0.03 \text{ cm}^{-3}$ (Taylor & Cordes 1993), mit der sich eine Plasma-Frequenz $\nu_p \sim 2 \text{ kHz}$ ergibt.

Mit den Ausdrücken (1.10) und (1.11) und der Annahme, daß die Beobachtungsfrequenz ν kleiner als ν_p ist, läßt sich die Laufzeit eines Radiosignals entlang der Strecke L durch das ISM bestimmen:

$$\tau = \left(\int_0^L \frac{dl}{v_{gr}} \right) - \frac{L}{c_0} \approx \frac{e^2}{2\pi m_e c_0} \frac{1}{\nu^2} \int_0^L n_e dl. \quad (1.12)$$

Als *Dispersionskonstante* D wird in Gleichung (1.12) der Term

$$D \equiv \frac{e^2}{2\pi m_e c_0} = 4.15 \times 10^3 \text{ MHz}^2 \text{ pc}^{-1} \text{ cm}^3 \quad (1.13)$$

bezeichnet, während das Integral über die Säulendichte der Elektronen (n_e) zwischen Erde und Pulsar als *Dispersionsmaß* (DM) definiert ist

$$DM \equiv \int_{Erde}^{Pulsar} n_e dl \quad [\text{cm}^{-3} \text{ pc}]. \quad (1.14)$$

Durch Umformung von Ausdruck (1.12) und Einsetzen von (1.13) und (1.14) ergibt sich die zeitliche Verzögerung zwischen einem Signal bei hoher Frequenz ν_{hi} (MHz) und niedriger Frequenz ν_{lo} (MHz):

$$\Delta t_{disp} = 4.15 \times 10^6 \text{ ms} \times \left(\frac{1}{\nu_{lo}^2} - \frac{1}{\nu_{hi}^2} \right) \times DM. \quad (1.15)$$

Durch die Messung der Verzögerung von Pulsarsignalen bei verschiedenen Frequenzen kann über Gleichung (1.15) das Dispersionsmaß eines Pulsars bestimmt werden. Mit dem von Taylor & Cordes (1993) entwickelten Modell über die galaktische Dichteverteilung der Elektronen⁹, kann ferner über das Dispersionsmaß auf den ungefähren Abstand zum Pulsar geschlossen werden.

Die Verzögerung von Pulsarsignalen durch Dispersion kann auch als eine frequenzabhängige Phasenverschiebung $\Delta\Phi(\nu) = -\kappa(\nu) L$ gegenüber dem nicht dispersierten Signal¹⁰ ausgedrückt werden. Für kaltes Plasma in einem magnetischen Feld ergibt sich die Dispersionsrelation $\kappa(\nu)$ zu

$$\kappa(\nu) = \frac{2\pi}{c_0} n_{\text{ISM}} \nu = \frac{2\pi}{c_0} \nu \sqrt{1 - \frac{\nu_p^2}{\nu^2} \pm \frac{\nu_p^2 \nu_B}{\nu^3}}, \quad (1.16)$$

wobei f_B den Einfluß des magnetischen Feldes $B_{||}$ entlang der Sichtline zum Pulsar angibt

$$f_B = \frac{e B_{||}}{2\pi m_e c_0} \approx 3 \times 10^6 \text{ Hz } B_{||}. \quad (1.17)$$

Der Einfluß eines Magnetfeldes auf die Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ darf in aller Regel vernachlässigt werden, da für unsere Galaxie $B_{||} \sim 1 \mu\text{G}$ ist, wodurch sich f_B zu $\sim 3 \text{ Hz}$ errechnet und der f_B -Anteil in Gleichung (1.17) annähernd zu Null wird.

Abbildung 1.10 zeigt den Vela-Pulsar PSR B0833-45, beobachtet bei einer Frequenz von 400 MHz und einer Empfängerbandbreite von 32 MHz. Ohne geeignete

⁹ Eine bessere Genauigkeit bietet heute das NE2001-Modell (Cordes & Lazio 2002).

¹⁰ Formal läßt sich nach Gleichung (1.10) eine Signalausbreitung mit Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 (keine Dispersion) durch eine unendliche hohe Frequenz ($\nu \rightarrow \infty$) beschreiben.

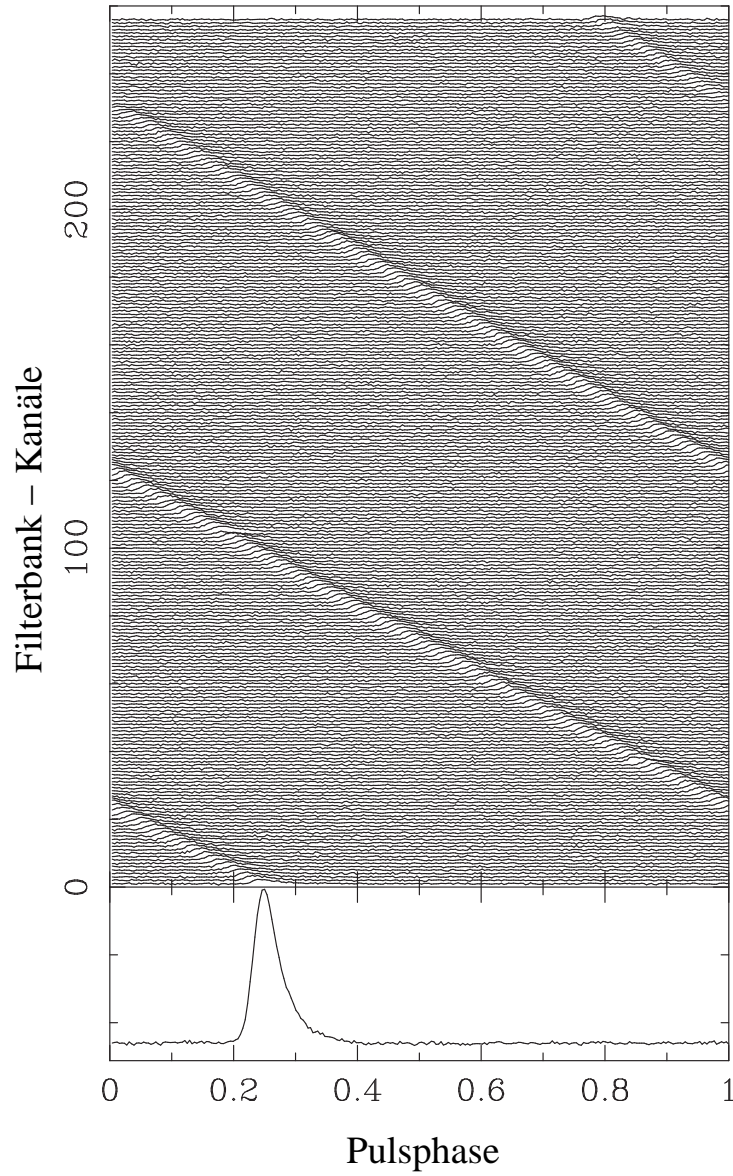


Abbildung 1.10:

Dispersionsverzögerung des Vela-Pulsars (PSR B0833-45) bei $\nu_{sky} = 400$ MHz.

Deutlich ist die Verschiebung des Pulses in den 256 Kanälen

($\nu_{ch} = 125$ kHz) zu erkennen.

Im unteren Teil der Abbildung ist das de-dispergierte mittlere Pulsprofil dargestellt.

Maßnahmen zur De-Dispersion wäre der Pulsar nicht detektierbar, weil die Dispersionsverzögerung ($\Delta t_{disp} \sim 280$ ms, $DM = 68.2 \text{ cm}^{-3} \text{ pc}$) mehr als dreimal länger als die Pulsarperiode ($P = 89.3$ ms) ist.

1.3.2 Szintillation

Die Szintillation im Radiobereich ist vergleichbar mit dem Funkeln von Sternen am Nachthimmel oder dem Luftflimmern im Sommer, wie man es oft auf langen Asphaltstraßen beobachten kann. Ursache dieser Erscheinung bei Radioquellen sind Inhomogenitäten der Elektronendichte entlang der Ausbreitungsrichtung von Radiosignalen im interstellaren Medium. Hierdurch kommt es zu Brechungsvorgängen, die Phasenunterschiede in den einzelnen Signalpfaden bewirken. Je nach Konstellation der einzelnen Phasen kommt es zu *konstruktiven* oder *destruktiven Interferenzen*, die Schwankungen der Pulsamplitude bis zum Faktor zwei bis drei verursachen (Lyne & Graham-Smith 1998). Man unterscheidet generell zwei Arten der Szintillation (Rickett 1990):

- Variationen im Bereich von Minuten bis Stunden (*diffractive scintillation*), die durch Dichteänderungen im ISM in der Größenordnung von 10^7 bis 10^9 Metern entstehen (Cordes et al. 1985) und
- Änderungen im Bereich von Tagen bis Monaten, die als Folge von Dichtevariationen in der Größenordnung von 10^{11} bis 10^{13} Metern entstehen (Sieber 1982).

Ausführliche Beschreibungen und Theorien zur Szintillation sind in Lyne & Graham-Smith (1998) zusammengefaßt.

1.3.3 Scattering

Der Effekt der Szintillation und der damit verbundenen Schwankungen der Pulsamplitude ist nur bei nahen Pulsaren zu beobachten. Bei weiter entfernten Pulsaren verliert sich die Phasenbeziehung der einzelnen Signalwege komplett und das Pulsprofil wird verschmiert. Diese Eigenschaft, hervorgerufen durch das interstellare Medium, wird als *Scattering* bezeichnet. Abbildung 1.11 zeigt den Einfluß des Scatterings am Beispiel von PSR J1811-1736 (Lyne et al. 2000) bei 21 cm und 6 cm Wellenlänge. Die Verbreiterung des Pulsprofils aufgrund von Scattering bestimmt sich durch

$$\Delta t_{scatt} \propto \frac{DM^{2.2}}{\nu^{4.4}}. \quad (1.18)$$

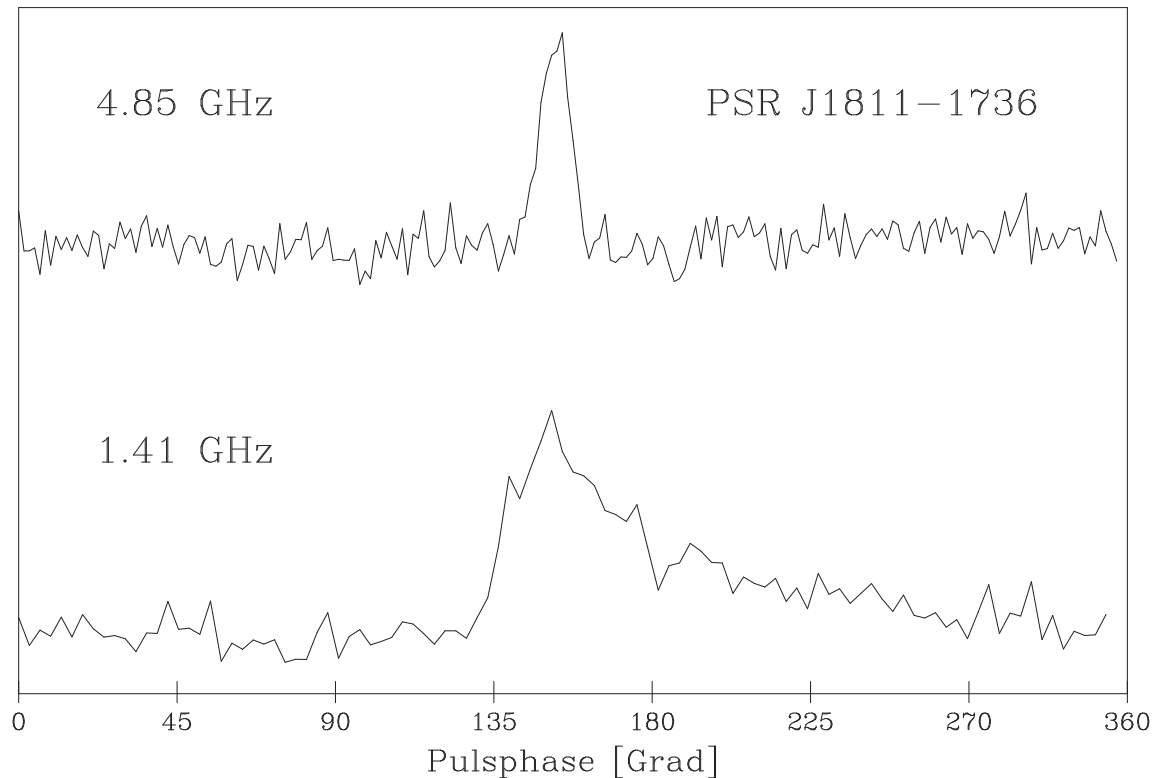


Abbildung 1.11:

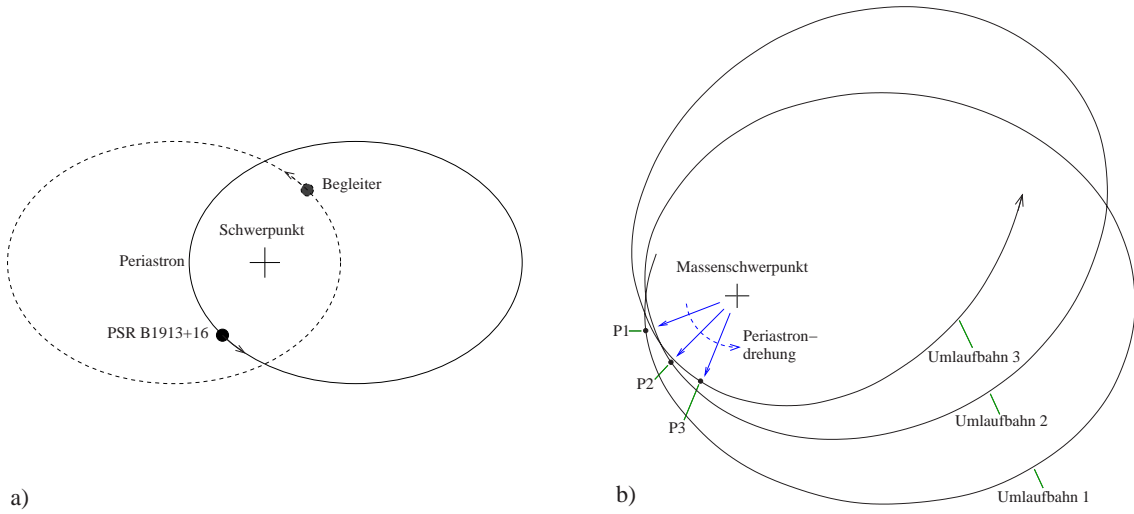
PSR J1811-1736 beobachtet mit POESYim Suchmodus am 100 Meter Teleskop in Effelsberg bei 1.41 GHz und 4.85 GHz. Deutlich ist die Verbreiterung und der typische exponentielle Abfall des Pulsprofils bedingt durch das Scattering bei 1.41 GHz zu erkennen.

Im Gegensatz zur Dispersion kann das Scattering durch keine technischen Mittel kompensiert werden, sondern nur, wegen der Proportionalität¹¹ zu $\nu^{-4.4}$ (Rickett 1977), durch Beobachtungen bei höheren Frequenzen verringert werden.

1.4 Doppelstern-Pulsare

Nach den ersten zufälligen Pulsarentdeckungen Ende der 60er Jahre, wurde zu Beginn der 70er Jahre immer systematischer nach Pulsaren gesucht. Hierbei zeigte sich

¹¹Neuere Untersuchungen von Löhmer et al. (2001) zeigen, besonders bei hochdispergierten Pulsaren, eine Proportionalität von $\nu^{-3.44 \pm 0.13}$.

**Abbildung 1.12:**

Das Doppel-Neutronensternsystem PSR B1913+16.

- a) *Der Pulsar PSR B1913+16 sowie sein Begleiter, ebenfalls ein Neutronenstern, umkreisen sich auf stark exzentrischen Bahnen.*
- b) *Die Wanderung des Periastrons der Bahn von PSR B1913+16 lieferte eine der ersten deutlichen Beobachtungen, die mit eindrucksvoller Genauigkeit die Vorhersagen aus der Allgemeinen Relativitätstheorie bestätigen.*

sehr schnell, daß eine größere Anzahl dieser Quellen innerhalb unserer Galaxie existieren. Am 2. Juni 1974 entdeckten Russel A. Hulse und Joseph H. Taylor bei einer weiteren Pulsarsuche mit dem 300-Meter-Radioteleskop in Arecibo im Sternbild Adler (Aquila) den Pulsar PSR B1913+16, der mit einer Pulsperiode von 59 ms nach dem Krebs-Pulsar die zu diesem Zeitpunkt zweitkürzeste Pulsperiode hatte (Hulse & Taylor 1975). Im August des selben Jahres wurde bei PSR B1913+16 eine zweite Periode von etwa 8 Stunden entdeckt, die der ersten überlagert ist. Die zweite Periode ergibt sich durch Dopplerverschiebungen, weil PSR B1913+16 mit einem zweiten Neutronenstern (Taylor & Weisberg 1989) in stark exzentrischen Bahnen einen gemeinsamen Massenschwerpunkt umkreist (Abbildung 1.12a). Aufgrund von hochgenauen Messungen der Pulsankunftszeiten (*Timing*) von PSR B1913+16 gelang es, die Projektion der Pulsarbahn auf die Sichtlinie, einen Wert für die Exzentrizität des Systems und den Zeitpunkt des Periastrondurchgangs zu bestimmen. Mit Timing-Beobachtungen in den folgenden Jahren konnten zu den klassischen Bahnparametern weiterhin auch noch Größen für das Binärsystem bestimmt werden, die

über die Beschreibung durch die Newtonsche Gravitationstheorie hinausgehen. Dies waren zunächst das Fortschreiten des Periastrons der Pulsarbahn (Abbildung 1.12b) sowie der Parameter γ , der den Gangunterschied der Zeit des Pulsars aufgrund der Rotverschiebung im Gravitationsfeld seines Begleiters und aufgrund der Zeitdilatation durch seine Bewegung quantifiziert. Obwohl diese Effekte bereits vorher im Sonnensystem am Planeten Merkur gemessen werden konnten, waren die Effekte und die damit verbundenen Genauigkeiten beim Binärsystem PSR B1913+16 um Größenordnungen besser (Taylor et al. 1976). Weiterhin gelang an diesem Binärsystem der erste indirekte Nachweis für die Existenz und die Abstrahlung von Gravitationswellen, wie von der Allgemeinen Relativitätstheorie vorhergesagt (Einstein 1916, Landau & Lifschitz 1941, Peters & Mathews 1963). Das Emittieren von Gravitationswellen macht sich in einem Verlust an Bahnenergie bemerkbar, was eine Annäherung der beiden Neutronensterne bedeutet und in einer Abnahme der Bahnperiode resultiert (Taylor & Weisberg 1982, 1989, Taylor et al. 1992).

R.A. Hulse und J.H. Taylor wurden für die Entdeckung von PSR B1913+16, einem idealen Labor zur Untersuchung von relativistischen Effekten, 1993 mit dem Nobelpreis in Physik ausgezeichnet¹².

1.5 Millisekunden-Pulsare

Das in Abbildung 1.9 auf Seite 15 dargestellte $P-\dot{P}$ - Diagramm zeigt eine deutliche Häufung von Pulsaren im oberen rechten Teil der Grafik. Diese “normalen” Pulsare haben eine Periode im Bereich um eine Sekunde und eine typische Periodenabnahme in der Größenordnung von $\dot{P} \sim 10^{-15}$ s/s. Ein wesentlich kleinerer Anteil von Pulsaren, die sogenannten Millisekunden-Pulsare (MSP), findet sich im unteren linken Teil der Darstellung. Ihre Pulsperioden liegen im Bereich von 1.5 bis 30 ms bei einer durchschnittlichen Periodenabnahme von $\dot{P} \sim 10^{-19}$ s/s.

Der erste Pulsar dieser besonders schnell rotierenden Neutronensterne war PSR B1937+21, der bei einer gezielten Suche nach stark polarisierten Punktquellen mit steilem Spektrum entdeckt wurde (Backer et al. 1982). PSR B1937+21 dreht sich mehr als 600 mal pro Sekunde um seine Rotationsachse ($P_{B1937+21} = 1.558$ ms) und ist knapp 10 Jahre nach seiner Entdeckung noch immer der Pulsar mit der kürzesten Pulsperiode. In die Kategorie Millisekunden-Pulsar fallen derzeit knapp 80 Pulsare,

¹²siehe <http://www.nobel.se/laureates/physics-1993.html>

von denen sich mehr als 70 % in Binärsystemen befinden¹³. Weil das charakteristische Alter (siehe Formel 1.5) bei Millisekunden-Pulsaren bei 10^9 Jahren liegt und damit um zwei bis drei Größenordnungen höher als bei “normalen” Pulsaren ist, liegt eine andere Entwicklung dieser Objekte nahe. Man nimmt heute allgemein an, daß Millisekunden-Pulsare in binären Systemen geboren werden (Bisnovatyi-Kogan & Komberg 1974, Smarr & Blandford 1976). Ausgehend von einem möglichen Leben als “normaler” Pulsar verliert der Neutronenstern im Laufe von 10^7 bis 10^8 Jahren so viel von seiner Rotationsgeschwindigkeit, daß eine Emission im Radiobereich nicht mehr möglich ist. Befindet sich der *tote* Pulsar jedoch in einem binären System mit einem stellaren Begleiter, so ist eine Wiederbelebung durch diesen möglich. Erreicht der Begleiter nämlich das Spätstadium seiner Entwicklung und wird zu einem Roten / Blauen Riesen, ist eine Abgabe von Materie möglich. Wird diese Materie vom Pulsar akkretiert, so wird er wiederbeschleunigt und erreicht so die hohen Umdrehungsgeschwindigkeiten, die ihn als Millisekunden-Pulsar sichtbar machen (Alpar et al. 1982). Aufgrund der Wiederbelebungsphase werden Millisekunden-Pulsare auch oft als *recycelte Pulsare* bezeichnet.

Die hohe Rotationsgeschwindigkeit und die schwächere Abbremsung von Millisekundenpulsaren wirkt sich positiv auf die Genauigkeit der Rotationsperiode aus. Bei “normalen” und besonders bei jungen Pulsaren wird diese oft durch Sprünge in der Rotationsperiode und ihrer zeitlichen Ableitung, sogenannten *Glitches*, verschlechtert (Helfand et al. 1980, Lyne & Graham-Smith 1998). Die hohe Präzision der Pulsperiode kann in zukünftigen Projekten zur Detektion von Gravitationswellen (Sazhin 1978, Detweiler 1979, Hellings & Downs 1983) ihre Anwendung finden.

1.6 Galaktische Verteilung der Pulsare

Weil Pulsare relativ schwach strahlende astronomische Objekte sind und ihre Emission stark durch das interstellare Medium beeinflusst wird (Dispersion, Szintillation und Scattering), ist eine Beobachtung in allen Bereichen unserer Galaxie nicht einfach¹⁴. Abbildung 1.13 zeigt die Verteilung von 1395 Pulsaren in einer Hammer-Aitoff Projektion. Deutlich ist eine Konzentration der Pulsardichte zur galaktischen

¹³Von allen bisher entdeckten und veröffentlichten Pulsaren sind nur 5.5 % in Binär-Systemen gefunden worden

¹⁴Es wurden auch Pulsare in den Magellanschen Wolken gefunden (McCulloch et al. 1983, Crawford et al. 2001)

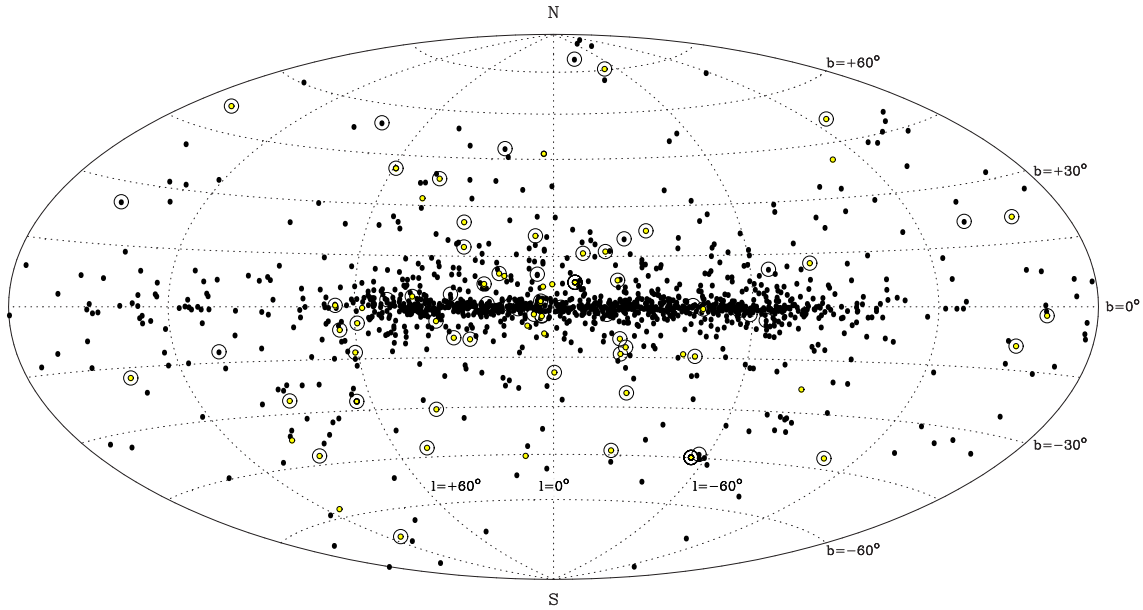


Abbildung 1.13:

Galaktische Verteilung von 1395 Pulsaren in Hammer-Aitoff Projektion. Die galaktische Ebene wird durch die horizontale Hilfslinie beschrieben; das galaktische Zentrum liegt in der Mitte der Darstellung. Umkreiste Punkte markieren Pulsare, die sich in einem Binärsystem befinden und gelbe Punkte beschreiben die Positionen von Millisekunden-Pulsaren.

Ebene, in einem Bereich von ± 400 pc, zu erkennen (Gunn & Ostriker 1970, Lyne & Graham-Smith 1998). Die in Gelb markierten Millisekunden-Pulsare zeigen dagegen keinen direkten Bezug zur galaktischen Ebene – ihre Anordnung erscheint annähernd isotrop verteilt.

Bei allen Betrachtungen über die Verteilung von Pulsaren muß unbedingt beachtet werden, daß nicht alle Pulsar-Suchen (*Pulsar-Surveys*) vergleichbare Empfindlichkeiten hatten und oft sehr unterschiedliche Himmelsbereiche absuchten. So war lange Zeit eine deutliche Häufung von Pulsaren in der Nähe der galaktischen Longitude $l \sim 50^\circ$ zu erkennen, was an der hohen Empfindlichkeit des 300-Meter Arecibo Teleskops lag, dessen Beobachtungsbereich die galaktische Ebene bei 50° kreuzt. Durch den sehr erfolgreichen Parkes Multi-Beam Survey ($|b| < 5^\circ$; $-100^\circ < l < +50^\circ$) wurden seit August 1997 mehr als 700 neue Pulsare entdeckt (Manchester et al. 2001, Lorimer 2003b), so daß heute rund 1600 Pulsare bekannt sind (Kramer et al. 2003, Hobbs et al. 2004a, Faulkner et al. 2004). Dennoch stellt diese Anzahl nur die Spitze

eines Eisbergs dar, weil allgemein 10^4 bis 10^5 aktive Pulsare in unserer Galaxie erwartet werden (Davies et al. 1973, Lyne et al. 1985, Lorimer 2003b). Abbildung 1.14 verdeutlicht diese Abschätzung eindrucksvoll: Sie zeigt einen Blick auf die galaktische Ebene und entlang der galaktischen Scheibe. Die höchste Pulsardichte ist in unmittelbarer Umgebung der Sonne zu erkennen, was zeigt, daß bisher nur die stärksten Pulsare detektiert wurden. Noch extremer ist die Situation bei den Millisekunden-Pulsaren wie Abbildung 1.14a) zeigt: Läßt man die in Kugelsternhaufen (*Globular Cluster*) gefundenen MSPs unberücksichtigt, so liegen diese Pulsare in einem Radius von etwa 1.5 kpc um die Sonne verteilt (Lyne et al. 1998, Lyne & Graham-Smith 1998). Hauptverantwortlich für diese Selektionseffekte ist der Abstand zwischen Pulsar und Beobachter, der die Flußdichte und damit das Detektionslimit eines Pulsars mit dem inversen Quadrat des Abstands senkt¹⁵.

Zieht man die angesprochenen, durch die Beobachtung inhärenten Selektionseffekte in Betracht, so wird deutlich, daß “normale” Pulsare überwiegend in der galaktischen Scheibe geboren werden. Durch ihre sehr hohe Eigengeschwindigkeit von $\sim 450 \text{ km s}^{-1}$ (Lyne & Lorimer 1994, Cordes 1986) wandern sie während ihres Lebens als Radiopulsar aus der galaktischen Scheibe heraus. Bei einer angenommenen Geschwindigkeit von 500 km s^{-1} und einem typischen Pulsarleben von 2 Millionen Jahren (siehe Abschnitt 1.2.3), kann ein Pulsar rund 1 kpc wandern! Für die Hälfte aller bekannten Pulsare bedeutet dies, daß ihre Eigengeschwindigkeit ausreicht, um sich – bei einer senkrecht zur galaktischen Ebene gerichteten Bewegung – dem Gravitationsfeld der Galaxies zu entziehen und den intergalaktischen Raum zu erreichen (Arzoumanian et al. 2002).

Bei Millisekunden-Pulsaren wurden geringere Eigengeschwindigkeiten gemessen. Mit $\sim 85 \text{ km s}^{-1}$ (Cordes 2000) betragen sie nur ein Fünftel derer von “normalen” Pulsaren. Die geringere Eigengeschwindigkeit ist mit der anderen Art der Entwicklung von Millisekunden-Pulsaren zu erklären: Nur die Neutronensterne, die während ihrer Geburt in einer Supernova-Explosion eine geringe Anfangsgeschwindigkeit (*kick velocity*) erfahren haben, können in Binärsystemen bleiben und so, bei ihrer späteren Entwicklung zum Millisekunden-Pulsar, Masse von ihrem Partner akkretieren. Die durch Timing gemessenen Geschwindigkeiten (Lyne & Lorimer 1994) stehen mit

¹⁵In der Pulsarastronomie wird die Helligkeit (L) eines Pulsars gewöhnlich als $L = S_{400} d^2$ definiert, wobei S_{400} die mittlere Flußdichte bei 400 MHz angibt (einer üblichen Frequenz bei Pulsarbeobachtungen) und d der Abstand zum Pulsar ist.

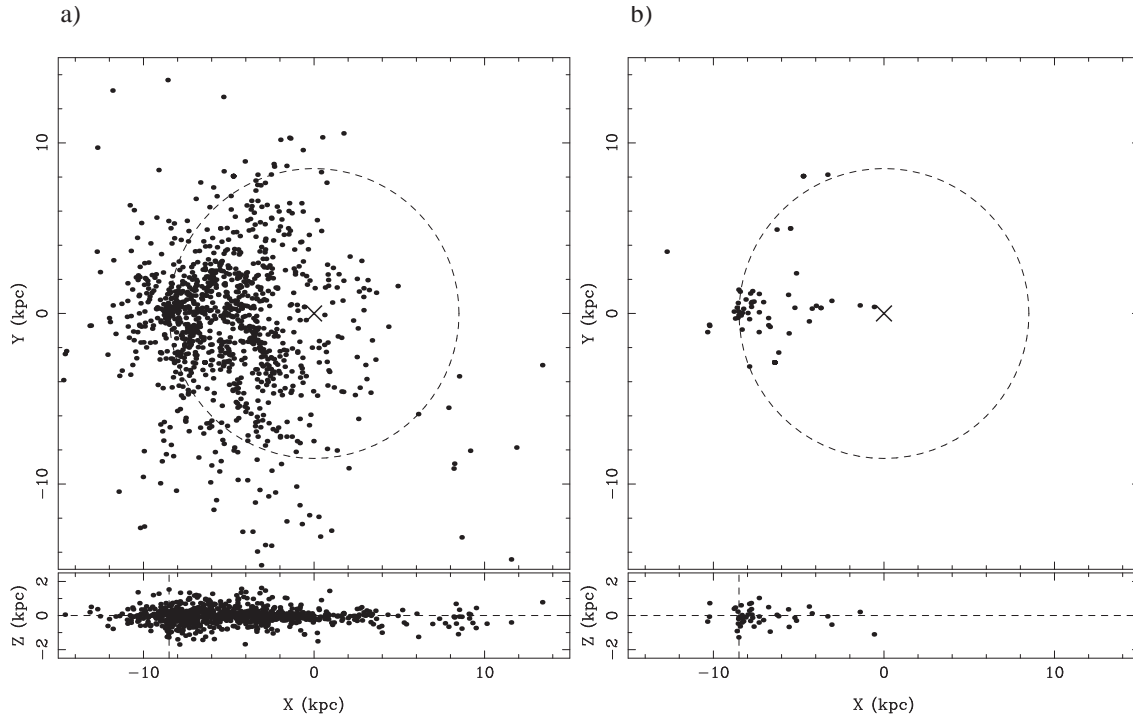


Abbildung 1.14:

Projektion der bekannten Pulsare aufgrund ihrer Position und Entfernung in die galaktische Ebene. Der untere Teil der Darstellung zeigt die Verteilung der Pulsare entlang der galaktischen Scheibe (Latitude = 0°). Die Hilfslinien markieren das galaktische Zentrum (0,0) und die Position der Sonne (-8.5,0).

- a) *Verteilung von allen bekannten Pulsaren (1286, Stand 1/2002).*
- b) *Verteilung von 85 Millisekunden-Pulsaren ($P \leq 30 \text{ ms}$).*

den Analysen von Tauris & Bailes (1996), Lyne et al. (1998) in sehr guter Übereinstimmung. Mit den Eigengeschwindigkeiten von Millisekunden-Pulsaren und deren höherem Alter, ergeben sich mittlere Entfernungen von der galaktischen Scheibe von rund 1.7 kpc – viele Millisekunden-Pulsare befinden sich somit außerhalb der Ebene des ionisierten Gases (Lyne & Graham-Smith 1998). Daß die beobachteten Millisekunden-Pulsare näher zur galaktischen Scheibe liegen, ist wiederum auf die oben genannten Selektionseffekte bei der Suche nach Pulsaren zurückzuführen.

1.7 Forschungsschwerpunkte in der Pulsarastrophysik

Auch wenn die Entdeckung des ersten Pulsars schon mehr als dreißig Jahre zurückliegt und in den vergangenen drei Jahrzehnten viele weitere Entdeckungen gemacht wurden (Pulsare in Binärsystemen, Millisekunden-Pulsare, ...), so sind doch noch viele Fragen ungeklärt und die Pulsarastrophysik daher weiterhin ein spannendes Arbeitsgebiet.

Einen guten Überblick über die aktuellen Forschungsprojekte vermittelt das Buch von Lyne & Graham-Smith (1998) sowie die Proceedings der letzten beiden großen Pulsarkonferenzen (Kramer, Wex & Wielebinski (2000) und Camilo & Gaensler (2004)).

- *Pulsar-Suche*

Obwohl zum Zeitpunkt dieser Arbeit schon mehr als 1500 Pulsare (Faulkner et al. 2004) entdeckt wurden, hat die Pulsarsuche nicht an Bedeutung verloren. So möchte man mit neuen Pulsar-Surveys nicht einzig die Anzahl der entdeckten Pulsare weiter erhöhen, sondern speziell die Verteilung von jungen Pulsaren und die von Millisekunden-Pulsaren besser verstehen. Pulsarsuchen bei höheren Frequenzen (> 400 MHz) erlauben es heute, tiefer in unsere Galaxie zu schauen, um auch die inneren Bereiche zu studieren. Hierdurch lassen sich bessere Aussagen über das interstellare Medium und die Elektronendichte machen, die sich über das Dispersionsmaß der Pulsare bestimmen läßt. Und weiterhin erhofft sich jeder Beobachter, der nach Pulsaren sucht, auch neue exotische Objekte zu finden, wie Doppel-Neutronenstern-Systeme, in denen beide Sterne als Pulsare sichtbar sind¹⁶. Solche Systeme, wie auch ein Pulsar - Schwarzes-Loch-System, würden Tests unter extremsten Gravitationsfeldern ermöglichen, die sonst kaum realisierbar sind. Auch die Frage nach sehr schnellen Millisekunden-Pulsaren bleibt spannend. PSR B1937+21 ist seit seiner Entdeckung der Pulsar mit der schnellsten Rotationsfrequenz (~ 640 Hz). Existieren sub-Millisekunden-Pulsare mit Rotationsfrequenzen von 1 kHz oder mehr? Heutige Pulsarsuchen erreichen die Empfindlichkeit für solche Objekte

¹⁶Diese wichtige Entdeckung gelang Anfang 2004 (Lyne et al. 2004).

und die Entdeckung nur eines kHz-Pulsars würde wichtige Grenzen für die Zustandsgleichungen der Materie unter extremen Dichten liefern (Burderi et al. 2001).

- *Pulsar-Timing*

Durch hochgenaue Messungen der Pulsankunftszeiten (*times-of-arrival*, *TOA*) lassen sich nicht nur Pulsarperiode und dessen Ableitung(en) genau messen, sondern auch die Position, die Eigengeschwindigkeit und bei Binärpulsaren auch die *keplerschen* und *post-keplerschen* Parameter bestimmen.

Besonders enge Binärsysteme, aus Pulsar und Neutronenstern, erlauben Tests und Vorhersagen aus der Allgemeinen Relativitätstheorie zu überprüfen, die innerhalb des Sonnensystems mit annähernder Genauigkeit nicht möglich sind (Taylor 1994). Durch hochgenaue Timing-Messungen gelang auch der erste Nachweis von Planeten außerhalb von unserem Sonnensystem um den 6.2 ms Pulsar PSR B1257+12 (Wolszczan & Frail 1992).

- *Emissionsprozeß*

Die Emissionsprozesse von Pulsaren sind trotz intensiver Forschungsbemühungen weitgehend ungeklärt. Die Entdeckung von PSR J2144-3933 (Young et al. 1999), einem extrem langsam rotierenden Pulsar ($P = 8.51$ s), hat eindrucksvoll gezeigt, wie schwer sich dieser Pulsar in die bisherigen Emissionstheorien einordnen läßt (Young et al. 2000). Von theoretischer wie auch von beobachtender Seite wird am Verständnis der Aussendung von Radiostrahlung gearbeitet (Melrose 2000, 2003). Analysen der mittleren Pulsprofile, Messungen der Polarisation und Untersuchungen von Einzelpulsen von Pulsaren dienen als meßtechnische Grundlage zur Erklärung der Emissionsvorgänge. Eine besondere Bedeutung kommt hierbei der Beobachtung von Pulsaren bei hohen Frequenzen zu (Wielebinski 2000). Die Änderungen der Pulsform und die Bestimmung des Spektralindex bei hohen Frequenzen für "normale" und Millisekunden-Pulsare könnten wichtige Hinweise auf dem Weg zur Lösung der Emissionsprozesse geben.

- *Verteilung und Entwicklung von Pulsaren*

Um ein Modell der tatsächlichen Verteilung der Pulsare in unserer Galaxie zu bestimmen, ist eine genaue Analyse der Selektionseffekte (siehe auch Abschnitt 1.6) bei den bisherigen Pulsarsuchen unabdingbar. Untersuchungen in diesem

Bereich beinhalten auch die Entwicklung von Pulsaren und die Einordnung von Röntgen-Pulsaren (*X-ray pulsars*) in die Evolutionstheorien.

- *Pulsare und das interstellare Medium*

Pulsare sind ausgezeichnete Objekte, um ihre Umgebung (Supernova-Überreste) und das interstellare Medium im allgemeinen zu untersuchen. Durch ihre Eigenschaft, gepulste Strahlung zu emittieren, sind Messungen der Dispersion möglich und hiermit Abschätzungen der mittleren Elektronendichte. Mit Messungen der Dispersion und von Schwankungen der Flußdichte über längere Zeitbereiche, können Szintillationseffekte entlang der Sichtline Pulsar - Beobachter untersucht werden. Erweitert man diese Untersuchungen und kartiert die Ergebnisse nach Position und Zeit, so läßt sich das interstellare Medium und dessen Dichteverteilung in unserer Galaxie bestimmen.

Kapitel 2

Pulsar - Backends

Dieses, wie auch die beiden nächsten Kapitel, widmet sich hauptsächlich der technischen Seite der Pulsar-Astronomie.

Nach einem Überblick über die Besonderheiten, die für die Beobachtung von Pulsaren gelten, werden die verschiedenen Beobachtungsmethoden und die hierfür entwickelten Geräte (Backends) erläutert. Eine Auflistung der aktuellen Pulsar-Backends und Baseband-Rekorder der verschiedenen Forschungsgruppen weltweit schließen diesen Überblick ab.

Anschließend wird auf die derzeitigen Beobachtungsmöglichkeiten und die hierfür vorhandenen Systeme (Filterbänke, Polarimeter und Backends) am 100-Meter Teleskop in Effelsberg eingegangen.

In einem gesonderten Abschnitt wird die Funktionsweise des Effelsberg-Berkeley-Pulsar Processors (EBPP) beschrieben und die Signalverarbeitung des inkohärenten Teils mathematisch gezeigt. Hierbei liegt der Schwerpunkt besonders auf dem Digitalen Filter-Board der EBPP, welches bei der Signalverarbeitung die zentrale Rolle übernimmt.

Die folgenden Kapitel 3 und 4 behandeln schließlich die Entwicklung der beiden neuen Pulsarmaschinen POESY und PULSAR2000 sowie die Erweiterung des bestehenden Pulsar-Signal-Entzerrers für die Pulsar-Suche (PSE₊₊).

2.1 Die Beobachtung von Pulsaren

Die Beobachtung von Pulsaren stellt an die Geräte zur Datenaufnahme (Backends) besondere Anforderungen, denn die von Pulsaren emittierten Pulsfolgen können nur wenige Millisekunden kurz sein, wobei der eigentliche Puls oft nur eine Länge im Mikrosekundenbereich hat. Zusätzlich erfordert die Dispersionseigenschaft von Pulsarsignalen (siehe Kapitel 1.3.1, Seite 15) eine Aufsplittung der Empfängerbandbreite in mehrere schmale detektierte Kanäle, um eine De-Dispersion zu ermöglichen (*inkohärente* De-Dispersion). Ein anderer Weg, den Einfluß der Dispersion zu beseitigen führt zur *kohärenten* De-Dispersion, die in Abschnitt 2.4.1 ausführlich behandelt wird. Zudem sind die Einzelpulse von Pulsaren in ihrer Intensität oft sehr unterschiedlich, was je nach Beobachtungsmode eine erhöhte Eingangsdynamik erfordert und bei der Digitalisierung damit eine Quantisierung in mehrere Level bedingt¹.

All diese Pulsareigenschaften erfordern Backends mit hoher Datenverarbeitungsrate, die – speziell im Falle der Pulsar-Suche – auch noch kontinuierlich, teilweise über Stunden, verlässlich gewährleistet sein muß.

2.2 Technische Entwicklung von Pulsarbackends

In den mehr als dreißig Jahren, die nach der Entdeckung der ersten Pulsare vergangen sind, haben sich die Geräte zur Aufzeichnung und Auswertung von Pulsarsignalen (Backends) enorm entwickelt. Während anfänglich einfache elektromechanische Schreiber zur Aufzeichnung verwendet und die Charts (vgl. Abbildung 1.1 auf Seite 2) ohne weitere technische Hilfsmittel ausgewertet wurden (Large et al. 1968), werden heute digitale Backends eingesetzt, die über beachtliche Computer-Leistung verfügen.

Bei den ersten Pulsar-Maschinen wurde durch eine einfache Aufsplittung der Empfängerbandbreite, mit anschließender fester Verzögerung der höheren Frequenzkanäle, dem Effekt der Dispersion entgegen gewirkt. Mehr Flexibilität brachten in den folgenden Jahren Maschinen, die durch elektromechanisch schaltbare Kondensatoren die De-Dispersion realisierten. So wurde bereits beim ersten *Molonglo Pulsar*

¹ Die üblicherweise bei spektroskopischen Beobachtungen eingesetzten Autokorrelatoren arbeiten in der Regel nur mit 1 Bit bzw. 2 Bit / 3 Level Quantisierung

Survey ein elektromechanischer De-Disperser eingesetzt, der 20 Frequenzkanäle mit jeweils 200 kHz flexibel bis zu einem $DM = 400 \text{ cm}^{-3} \text{ pc}$ bei einer Beobachtungsfrequenz von 408 MHz linear de-dispergieren konnte (Large & Vaughan 1971).

Mit steigender Leistungsfähigkeit der Computer wurden in den nachfolgenden Jahren Backends entwickelt, die mehr und mehr eine off-line Datenreduktion ermöglichten (Hulse & Taylor 1974) und so eine Suche nach Pulsaren für mehrere De-Dispersionsschritte erlaubten. Hierbei wurden auch Spektrometer, die nach dem Autokorrelationsprinzip arbeiten, verwendet (Backer et al. 1990).

Der Trend hin zur digitalen Signalverarbeitung, mit immer besserer Zeit- und Frequenzauflösung, prägte die Entwicklungen der Pulsar-Backends der letzten Jahre entscheidend (Navarro 1994). Rechenaufwendige Algorithmen, wie die *kohärente De-Dispersion*² (Backer et al. 1997), konnten realisiert und digitale Filterbänke, mit flexibel einstellbarer Filterbandbreite (Vasisht 1996), gebaut werden.

Dieser Trend setzt sich in den jüngsten Entwicklungen deutlich fort. Erste *Baseband-Recording-Systeme* erlauben eine direkte Nyquist-Abtastung³ der Empfänger-signale und ermöglichen so eine maximale Flexibilität in der nachfolgenden off-line Analyse (kohärente De-Dispersion, hochgenaues Pulsar-Timing) bei minimalstem Verlust an Informationen bei der Datenaufnahme (Jenet et al. 1997, Stairs et al. 2000). Nachteilig an diesen Systemen ist, daß erst nach einer off-line Reduktion der Daten die Qualität der Beobachtung beurteilt werden kann und der Beobachter somit keine Möglichkeit hat, bereits während der Datennahme auf eventuelle Störungen zu reagieren.

Eine besondere technische Herausforderung stellt COBRA (COherent Baseband Receiver for Astronomy) dar. Das an der Universität Manchester (Jodrell Bank) entwickelte Backend kann eine Bandbreite von 100 MHz mit voller Polarisationsinformation sampeln und in Echtzeit weiter verarbeiten. Hiermit umgeht COBRA einen wesentlichen Nachteil der Baseband-Recorder und der damit verbundenen off-line Datenreduktion, weil bereits während der Beobachtung die Daten reduziert werden und damit dem Beobachter die Möglichkeit gegeben wird, unmittelbar auf die Beobachtung Einfluß zu nehmen. Neben der kohärenten De-Dispersion ermöglicht COBRA auch eine aktive Unterdrückung von Störsignalen (*RFI-Mitigation*), eine

² Korrektur der Phasenverschiebung von zeitvarianten Signalen vor der Detektion.

³ $t_{\text{samp}} \geq 1/(2f_g)$, t_{samp} : Abtastfrequenz, f_g : Grenzfrequenz (Shannon & Weaver 1949)

Eigenschaft, die zukünftig im Bereich der cm-Beobachtungen immer wichtiger werden wird. Außerdem läßt sich COBRA durch das einfache Aufrufen einer anderen Software zu einem Spektrometer für Linien-Beobachtungen umkonfigurieren, was die Flexibilität dieses “Software-Backends” in besonderer Weise unterstreicht. Im Gegensatz zu den bisherigen Baseband-Rekorder-Systemen (vgl. Tabelle 2.2) basiert COBRA nicht auf speziell hierfür entwickelter Hardware, sondern ist auf einem Cluster von 182 Standard PC-CPU's aufgebaut (Kramer et al. 2000b). COBRA erreicht so eine enorm hohe dauerhafte Datenverarbeitungsleistung von 24 Giga Bytes pro Minute⁴.

Eine Liste der aktuellen Pulsar-Backends und Baseband-Rekorder an verschiedenen Teleskopen in der Welt wird in Tabelle⁵ 2.1 bzw. 2.2 (Seite 35 und 36) gegeben.

⁴ Um sich eine Verarbeitungsleistung von 24 Giga Bytes pro Minute besser veranschaulichen zu können, stelle man sich einen Turm aus handelsüblichen 3,5 Zoll Disketten vor: Wollte man nur die Daten von 3 Minuten Beobachtung auf diese Disketten abspeichern, so hätte der Disketten-Turm schon die Höhe des Kölner Doms und man müsste bei der Verarbeitung über 280 mal in der Sekunde die Disketten wechseln.

⁵ Ein Teil dieser Tabellen wurde aus Kouwenhoven (2000) entnommen.

Teleskop:	Pulsar-Backend / Survey	N_{ch}	Δf_{ch} [MHz]	Referenz:
Arecibo	Univ. Mass. Surv.	32	0.25	Hulse & Taylor (1974)
	Anticentre Survey ^a	128	0.078125	Ray et al. (1995)
	AOFTM ^b	64	0.156	McLaughlin et al. (2000)
		1024	0.00977	
	PSPM ^c	128	0.060	Wolszczan (1995)
Bologna	Submillisecond Surv.	128	0.032	D’Amico (2000)
Effelsberg	PSE ^d → PUB-86 ^d	60	0.667	Jessner (1995)
	PSE ₊₊ → PULSAR2000	30/60	1.3/0.7	Diese Arbeit
	32 MHz FB	8	4.0	} Lorimer et al. (2000)
	480 MHz FB	8	60.0	
	cEBPP ^f	32	≤ 32.0	Lange (1999)
	iEBPP ^g	128	≤ 18.0	Diese Arbeit
GMRT	<i>Test-Beobachtungen</i>	256	0.125	Gupta et al. (2000)
Green Bank	North. Hemisph. Survey	8	2.0	Damashek et al. (1978)
	Princ./NRAO Ph. I	8	2.0	Dewey & Dunford (1985)
	Princ./NRAO Ph. II	32	0.25	Stokes et al. (1986)
	Northern Sky Survey ^h	512	0.078125	Sayer et al. (1997)
	GBPP ⁱ	4	≤ 32.0	Backer et al. (1997)
Jodrell Bank	‘A’ survey	1	4.0	Davies et al. (1977)
	‘B’ survey	8	5.0	Clifton & Lyne (1986)
	‘C’ survey	32	0.125 - 1.0	Biggs & Lyne (1992)
Molonglo	Second Pulsar Survey	1	4.0	Manchester et al. (1978)
		4	0.8	
Nancay	NBPP ^j	96	1.8	Foster et al. (1997)
Parkes	High Freq. Survey	80	1.0	Johnston et al. (1992)
		64	5.0	
	Southern Survey	256	0.125	Manchester et al. (1996)
	Multibeam Survey	96	3.0	Camilo et al. (2000b)
	FPTM ^k	256	1.0	Sandhu et al. (1997)
	Globular Cluster Search	512	0.5	D’Amico et al. (2001)
WSRT ^l	Flexible Filterbank	32	0.003125	Vasisht (1996)
			...	
			2.5	
	PuMa	128	0.625	Kouwenhoven (2000)
		
		32768	0.00244	

Tabelle 2.1:

Backends für Pulsarbeobachtungen an verschiedenen Teleskopen

Teleskop:	Base-Band-Rekorder	Bandbreite [MHz]	Referenz:
Arecibo	CBR ^m	20.0	(Jenet et al. (1997))
	WAPP ⁿ	100.0	Dowd et al. (2000)
Jodrell Bank	Princeton Mark IV	50.0	Ord et al. (2000)
	COBRA ^o	100.0	Kramer et al. (2000b)
Parkes	CWB ^p	50.0	Jenet et al. (1997)
	S2	16.0	Wietfeldt et al. (1998)
	CPSR ^q	20.0	van Straten et al. (2000)
Westerbork	PuMa	2×10	Kouwenhoven (2000)

^a Spektrometer nach dem Autokorrelationsprinzip

^b Arecibo Observatory Fourier Transform Machine
(www.naic.edu/~aofm)

^c Penn State Pulsar Machine
(www.astro.psu.edu/users/pspm/arecibo/pspm/pspm.html)

^d Pulsar Signal Entzerrer / Pulsar Backend-1986

^e Pulsar Observatory Effelsberg System

^f coherent Effelsberg-Berkeley Pulsar Processor
(134.104.64.34/pulsar/ebpp/soft)

^g incoherent Effelsberg-Berkeley Pulsar Processor
(134.104.64.34/pulsar/ebpp/soft)

^h Digital Fourier Transform Spectrometer

ⁱ Green Bank-Berkeley Pulsar Processor

^j Navy-Berkeley Pulsar Processor
(astron.berkeley.edu/~mpulsar/bpp/nbpp/nbpp.html)

^k Caltech Fast Pulsar Timing Machine

^l Westerbork Synthesis Radio Telescope

^m Caltech Baseband Recorder

ⁿ Wideband Arecibo Pulsar Processor

^o Coherent Baseband Reciever for Astronomy

^p Caltech Wideband Recorder

^q Caltech-Parkes-Swinburne Recorder

Tabelle 2.2:

Zusammenstellung von Baseband-Rekorder-Systemen zur Pulsarbeobachtung an verschiedenen Teleskopen.

2.3 EPOS - Effelsberg Pulsar Observing System

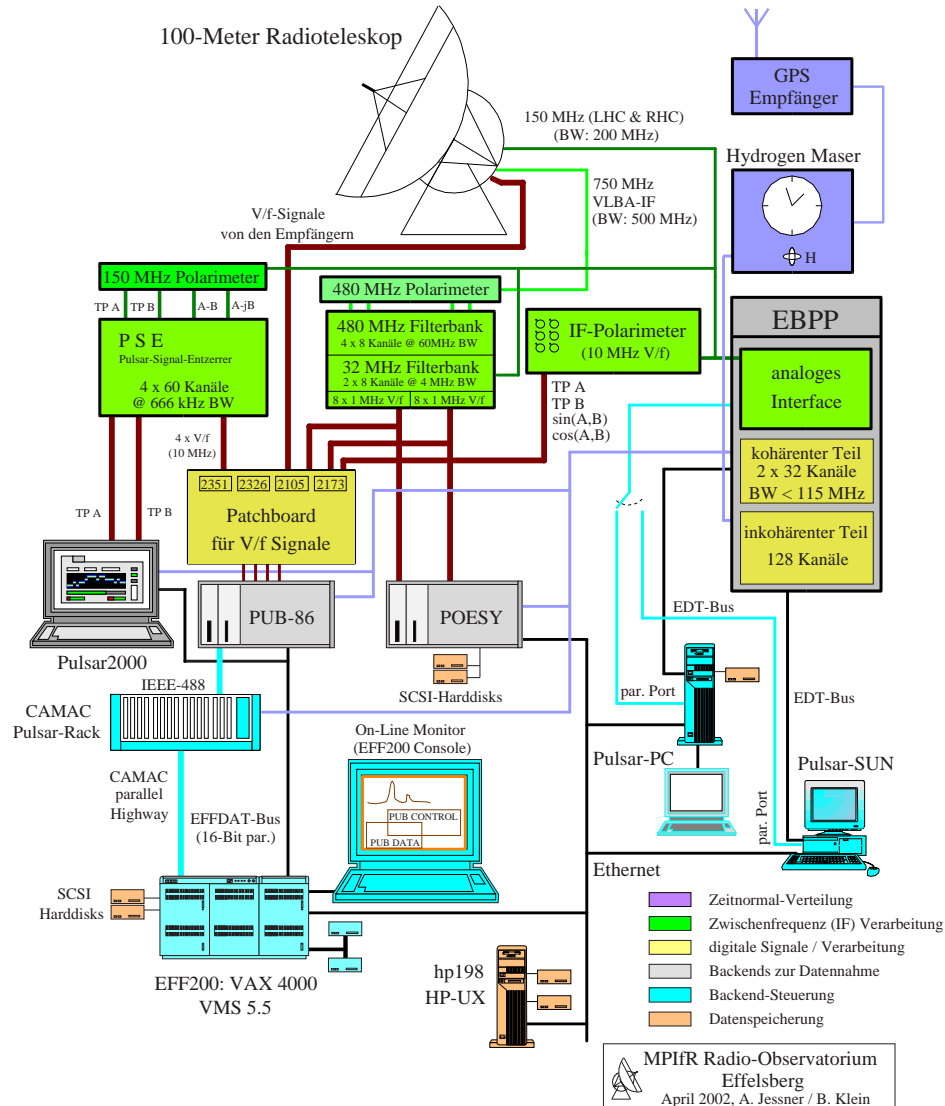


Abbildung 2.1:
EPOS - Das Effelsberg Pulsar Observing System.

Die Beobachtung von Pulsaren erfordert im Vergleich zur Spektroskopie oder Radiokontinuum ein besonders flexibles Datenerfassungssystem, weil abhängig vom Forschungsziel, die Datenaufnahme sehr unterschiedlich sein kann. Am Radioteleskop in Effelsberg ist daher im Laufe der Jahre ein ganzes Beobachtungs-System (EPOS)

mit unterschiedlichen Geräten zur Datennahme entstanden, welches viele Beobachtungsmethoden mit einer großen Anzahl von Empfängern ermöglicht. Ein Überblick über die Backends, Filterbänke und Polarimeter sowie deren Verschaltungsmöglichkeiten untereinander wird in Abbildung 2.1 auf Seite 37 gegeben.

EPOS ermöglicht im jetzigen Ausbau Beobachtungen mit Empfängern, die eine IF⁶ von 150 MHz (z.B. 21 cm, 11 cm Empfänger) oder eine IF von 750 MHz (z.B. 6 cm, 3.6 cm Empfänger) liefern. Bei Empfängern, die bei kürzeren Wellenlängen arbeiten, findet eine Signaldetektion direkt im Empfangssystem statt. Die Information dieser Signale wird durch Spannungs-Frequenz-Umsetzer (VFC⁷) in proportionale Frequenzen gewandelt (0-10 MHz bzw. 0-1 MHz) und digital in differentieller Form über verdrehte Zweidrahtleitungen zur weiteren Verarbeitung übertragen. Während die V/f-Signale über ein *Patch-Board* direkt dem Pulsar-Backend *PUB-86* (siehe Kapitel 2.3.1) zugeführt werden, kann die 150 MHz IF auf ein Polarimeter (10 bis 200 MHz), den Pulsar-Signal-Entzerrer (siehe Kapitel 2.3.2), der 8-Kanal Schmalband-Filterbank (8×4 MHz) oder der *EBPP* (siehe Kapitel 2.4) verteilt werden. Die breitbandige VLBA IF (750 MHz) ist über ein addierendes Polarimeter (realisiert als passives Hybrid-Polarimeter) direkt mit der Breitband-Filterbank (8×60 MHz) verbunden.

EPOS ermöglicht durch diese flexible Verschaltung verschiedene Beobachtungsmodi:

- *Pulsar-Timing:*

Die Messung der Pulsankunftszeiten (TOAs) erfordert ein gutes Signal-zu-Rauschverhältnis (S/N). Wegen des steil abfallenden Frequenzspektrums von Pulsaren (im Mittel $S \propto \nu^{-1.66}$) werden Timing-Beobachtungen deshalb bei niedrigen Frequenzen (in Effelsberg bei 1.4 GHz) durchgeführt. Weil jedoch bei den niedrigen Frequenzen die Dispersion (vgl. Kapitel 1.3.1) einen hohen Einfluß auf die zeitliche Signalauflösung hat und gerade diese entscheidend für die Qualität der TOAs ist, muß das vom Empfänger gelieferte Signal de-dispergiert werden. EPOS bietet für das Pulsar-Timing zwei verschiedene Systeme an, die auch parallel betrieben werden können:

⁶ IF: Zwischenfrequenz zur Übertragung der Signale vom Empfänger zu den Auswerteeinheiten. Die Schmalband IF ermöglicht eine max. Bandbreite von 200 MHz, die Breitband IF (VLBA IF) eine max. Bandbreite von 500 MHz.

⁷ VFC oder V/f: voltage to frequency converter

- PSE (60×0.666 MHz) zur inkohärenten De-Dispersion in Kombination mit PUB-86 und CAMAC⁸ Pulsar-Crate zur Generierung der Zeitsignale zur Synchronisation zwischen Pulsarphase und Datennahme (siehe Abschnitte 2.3.2 und 2.3.1).
- Den Effelsberg–Berkeley-Pulsar Processor (EBPP, siehe Kapitel 2.4) Dieses Backend ermöglicht, im Gegensatz zur Kombination PSE und PUB-86, eine kohärente De-Dispersion bei größerer Bandbreite⁹ und erlaubt dadurch die Messung von TOAs mit höchstmöglicher Zeitauflösung.

- *Polarisationsmessung:*

Zur Polarisationsmessung von Schmalbandsignalen steht ein multiplizierendes IF-Polarimeter zur Verfügung, welches zwischen verschiedenen Bandbreiten von 10 bis 200 MHz umgeschaltet werden kann. Weil diese Messung keine De-Dispersion einschließt, können nur Pulsare mit niedrigem Dispersionsmaß gemessen werden. Wird aufgrund des Dispersionsmaßes zusätzlich eine Korrektur der Dispersion erforderlich, so kann entweder mit dem PSE und vorgeschaltetem passiven Linien-Polarimeter oder mit der EBPP beobachtet werden.

Polarisationsmessungen bei höheren Frequenzen werden mit den Breitband-Polarimetern direkt am Empfänger durchgeführt. Obwohl dies addierende Polarimeter sind, können sie bei der Datenauswertung wie Multiplizierende behandelt werden, weil nachgeschaltete Differenzverstärker die gleichen Ausgangssignale liefern wie multiplizierende Polarimeter.

- *Einzelpulsbeobachtung:*

Auch bei der Beobachtung von Einzelpulsen bieten sich verschiedene Alternativen an, die je nach Pulsar (Pulsar-Periode, Dispersionsmaß) ausgewählt werden. Für Pulsare mit kleinem Dispersionsmaß (DM) kann die Detektion über die Polarimeter geschehen; bei höherem DM erfolgen die Messungen mit der Kombination PSE und PUB-86. Einzelpulsbeobachtungen können auch mit den Filterbänken und dem neuentwickelten POESY-Backend durchgeführt werden (siehe Abbildung 1.4 auf Seite 6).

Nach Fertigstellung des inkohärenten Teils der EBPP – der iEBPP – sind Einzelpulsmessungen (auch mit Polarisation) in bis zu 128 separaten Kanälen

⁸ CAMAC: Computer Automated Measurement And Control

⁹ Die maximal verfügbare Bandbreite ergibt sich aus dem Dispersionsmaß des Pulsars und dem Beobachtungsmodus (mit bzw. ohne Polarisation)

auch mit diesem Backend möglich. Es ist jedoch zu beachten, daß die iEBPP nur eine maximale Signalauflösung von 4-Bit liefert, während Messungen mit POESY bzw. PUB-86 eine Quantisierung in 8- und 32-Bit ermöglicht.

- *Pulsar-Suche:*

Im Bereich der Pulsar-Suche bot EPOS ohne POESY bisher nur begrenzte Beobachtungsmöglichkeiten, was vornehmlich an der universellen Ausrichtung von EPOS liegt. Backends zur Pulsar-Suche müssen ein kontinuierliches Digitalisieren von Daten im Milli- bzw. Mikro-Sekundenbereich von vielen separaten Kanälen – oft über Stunden – sicher garantieren. Diese Forderung läßt sich allgemein nur mit speziell für sehr schnelle Datenverarbeitung optimierter Hardware realisieren. Weil das bisherige EPOS nur eine Suche mit 4 Eingangskanälen erlaubte, wurde POESY (siehe Kapitel 3) entwickelt, ein Backend, welches besonders für hohen Datendurchsatz und damit für die Pulsar-Suche mit der Schmal- und Breitband-Filterbank ausgelegt wurde.

Mit dem Umbau der De-Dispersionseinheit im PSE kann auch dieses Gerät seit Frühjahr 2002 für die Pulsar-Suche eingesetzt werden. Hierbei stehen je nach Modus in beiden Polarisationssebenen 30 Kanäle mit 1.333 MHz bzw. 60 Kanäle mit 0.666 MHz Bandbreite zur Verfügung. Um diese hohe Anzahl an Filterbank-Kanälen effektiv nutzen zu können, wurde ein weiteres Backend entwickelt: PULSAR2000. Die PSE-Erweiterung (PSE++) sowie das Backend PULSAR2000 werden in Kapitel 4 detailliert beschrieben.

Mit der Fertigstellung der iEBPP (siehe Abschnitt 2.4) wird ein weiteres System zur Pulsar-Suche zur Verfügung stehen, welches mit programmierbaren Filterbandbreiten und bis zu 128 Kanälen auch die Suche nach Millisekunden-Pulsaren mit großen Bandbreiten (> 40 MHz) ermöglichen wird.

2.3.1 PUB-86

Wie im vorherigen Kapitel bereits angedeutet, ist das Pulsar-Backend PUB-86 vornehmlich für Timing-, Einzelpuls- und Polarisations-Messungen optimiert. PUB-86 besitzt hierzu vier voneinander unabhängige Eingänge, die entweder V/f-Signale bis 10 MHz oder 15-Bit parallele Daten verarbeiten können.

Die detektierten Signale der Eingangskanäle werden in PUB-86 in Zeitabschnitte unterteilt, deren Dauer in der Regel der Pulsar-Periode P entspricht. Um ein mittleres

Pulsprofil mit verbessertem Signal-zu-Rauschverhältnis (S/N) zu erhalten, können mehrere dieser Zeitabschnitte in Registern aufsummiert werden. Hierzu werden die Zeitabschnitte nochmals in 1024 Unterabschnitte (sogenannte *Bins*) aufgeteilt und jedes Bin in einem 32-Bit Register gespeichert. Jedes dieser Register erhält somit für eine Dauer von $\tau \simeq P/1024$ die ankommenden Eingangswerte¹⁰ (siehe Abbildung 2.2). Die minimale Zeitdauer für ein Phase-Bin liegt bei $\tau_{min} = 1 \mu s$, womit sich für das Backend eine obere Frequenzauflösung von $\leq 500 \text{ kHz}$ ($f_{max} \leq \frac{1}{2 \times 1 \mu s}$) ergibt. τ kann in Schritten von $0.2 \mu s$ bis zu einem $\tau_{max} \sim 6.556 \text{ ms}$ erhöht werden, wodurch sich bei 1024 Phase-Bins ein maximales Zeitfenster von 6.71 Sekunden¹¹ errechnet.

Abhängig vom Beobachtungsmodus können entweder einzelne Phasen ausgelesen (*Single-Pulse Mode*) oder bis zu 2^{16} Puls-Phasen aufintegriert werden (*Integrate Mode*). Entsprechende Einstellungen müssen während der Setup-Phase vor einer Beobachtung gesetzt werden. Die kleinste Pulsar-Periode, die mit PUB-86 im Einzelpuls-Modus möglich ist, beträgt $\sim 0.3 \text{ s}$ und ergibt sich durch die begrenzende maximale Datenrate. Kleinere Perioden sind nur mit Lücken bzw. mit ausreichender Integration (= Reduktion der Datenrate) möglich.

Damit bei der Integration der Puls-Phasen die Pulse zeitlich immer exakt aufeinander summiert werden können, muß nicht nur die Pulsar-Periode genau bekannt sein, sondern das System muß auch verschiedene Veränderungen der Periode berücksichtigen:

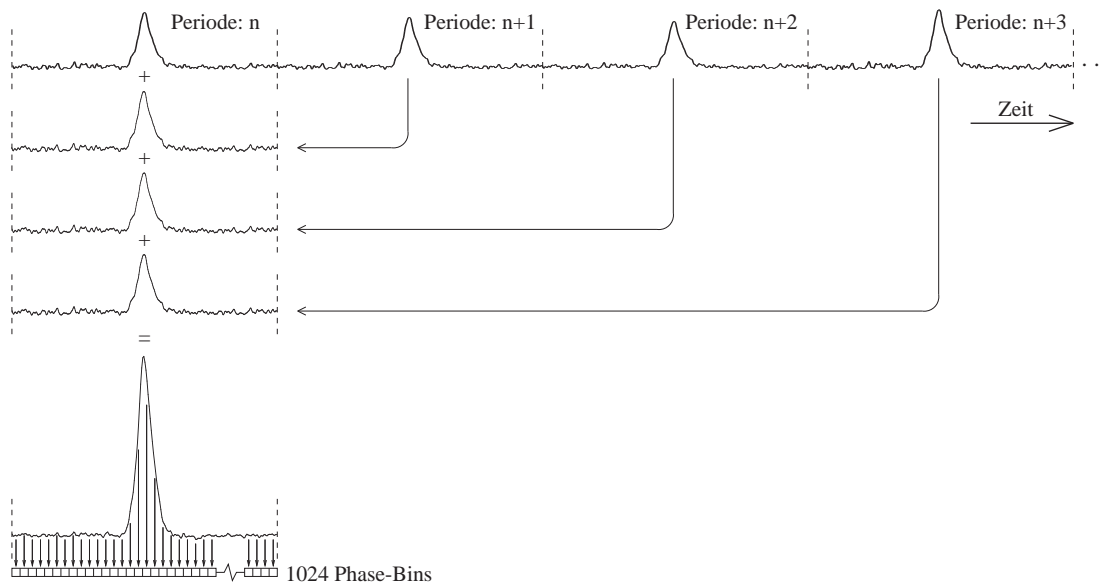
- *Eigenbewegung der Erde:*

Durch die Rotation der Erde und deren Bewegung um den Massenschwerpunkt unseres Sonnensystems, kommt es aufgrund der Dopplerverschiebung zu Veränderungen der Pulsar-Periode. Auch diese Einflüsse sind gut bekannt und werden bei der Bestimmung der aktuellen Pulsperiode verwendet¹².

¹⁰ Zwischen aufeinander folgenden Zeitabschnitten entstehen durch das Rücksetzen der Register kurze Tot-Zeiten (wenige μs), wodurch τ nicht exakt $P/1024$ ist.

¹¹ Aus damaliger Sicht war ein Zeitfenster von über 6 Sekunden sehr großzügig dimensioniert, jedoch haben neuere Entdeckungen (Young et al. 1999) gezeigt, daß auch Pulsar-Perioden von mehr als 6.5 Sekunden möglich sind.

¹² Abhängig von der Position des Pulsars liegt die Dopplerverschiebung durch die Rotation der Erde in der Größenordnung von $\sim 1 \mu s$ und aufgrund der Bahngeschwindigkeit um das gemeinsame Massezentrum des Sonnensystems bei $\sim 100 \mu s$.

**Abbildung 2.2:**

PUB-86: Phasenkorrekte Integration von mehreren Einzelpulsen.

- *Pulsare in Binärsystemen:*

Bei Pulsaren, die sich in einem System mit einem Begleiter befinden, wird auch die Dopplerverschiebung durch die Bewegung des Pulsars um das gemeinsame Massezentrum seines Systems korrigiert.

- *Abbremsung des Pulsars:*

Durch die Abgabe von Energie – vorwiegend in Form von magnetischer Dipolstrahlung – nimmt die Rotationsperiode des Pulsars allmählich ab. Die Größe der Periodenabnahme wird durch die Abbremsrate \dot{P} und ggf. deren Ableitung \ddot{P} quantifiziert. Durch diese Parameter und einer zeitlichen Meßreferenz (Epoche) kann zu jedem Augenblick die aktuelle Pulsarperiode neu berechnet werden.

Hierzu wird alle 5 Sekunden die augenblickliche Pulsar-Periode neu berechnet und in zwei kaskadierte 24-Bit breite CAMAC-Zähler – als Anzahl von 33.3 ns-Schritte – gespeichert. Die 33.3 ns ergeben sich aus der 30 MHz Master-Clock, die selbst durch Multiplikation mit sechs aus dem 5 MHz Signal des H-Masers abgeleitet wird. Der H-Maser in Effelsberg wird wiederum mit Hilfe des Global Positioning Systems (GPS)

kontrolliert und bei Abweichungen von mehr als $\sim 10 \mu\text{s}$ durch feinste Frequenzkorrekturen neu *getrimmt*¹³.

Durch die beiden 24-Bit CAMAC-Zähler läßt sich ein weiter Bereich für die Pulsar-Periode von $1024 \mu\text{s}$ bis zu (theoretisch) ~ 100 Tagen¹⁴ realisieren. Ein weiterer 24-Bit CAMAC-Zähler ermöglicht die Programmierung eines zusätzlichen zeitlichen Offsets zur Pulsar-Periode. Durch diese Verzögerung kann der Puls zeitlich verschoben und damit, für eine Online-Kontrolle, in die Mitte des Darstellungsfensters gesetzt werden. Die Einstellung des Offsets, aber auch vieler anderer Funktionen, wie die Erhöhung der Sampling-Rate für die Phase-Bins, kann während der Messung geschehen, was PUB-86 zu einem universellen Backend für viele Pulsar-Beobachtungen macht. Tabelle 2.3 faßt abschließend die technischen Daten des Backends PUB-86 und des CAMAC Timing-Systems zusammen.

2.3.2 PSE - Pulsar-Signal-Entzerrer

Wie bereits in Abschnitt 1.3.1 auf Seite 15 beschrieben, bewirkt das interstellare Medium eine frequenzabhängige Verzögerung (Dispersion) der Pulsar-Signale. Die dispersionsbedingte Verzögerung t_{DM} [ms] bei einer Beobachtungsfrequenz ν [MHz] und einer Empfängerbandbreite $\Delta\nu$ [MHz] für ein gegebenes Dispersionsmaß DM [$\text{cm}^{-3} \text{pc}$] nähert sich zu

$$t_{DM} = 8.3 \times 10^6 \frac{\Delta\nu}{\nu^3} \times DM \quad \text{für} \quad (\nu \gg \Delta\nu). \quad (2.1)$$

Wie Formel 2.1 zeigt, läßt sich t_{DM} für ein gegebenes DM nur durch Beobachtungen bei höheren Frequenzen oder mit geringerer Bandbreite – und damit geringerer Empfindlichkeit – verringern. Ein anderer Weg, die dispersionsbedingte Verschmierung der Pulsar-Signale zu kompensieren, ist die Aufsplittung der Empfängerbandbreite $\Delta\nu$ in mehrere schmale Kanäle n mit einer Bandbreite $\Delta\nu/n$. Werden die einzelnen Kanäle entsprechend der Dispersion des Pulsars verzögert und anschließend addiert, so läßt sich $t_{DM} \sim \Delta\nu/n$ auf ein n -tel des ursprünglichen Wertes reduzieren.

Der in Effelsberg installierte Pulsar-Signal-Entzerrer (PSE) realisiert das Prinzip der *linearen* De-Dispersion durch digital einstellbare Verzögerungen der einzelnen Frequenzkanäle. Damit auch nach der De-Dispersion und Detektion noch die

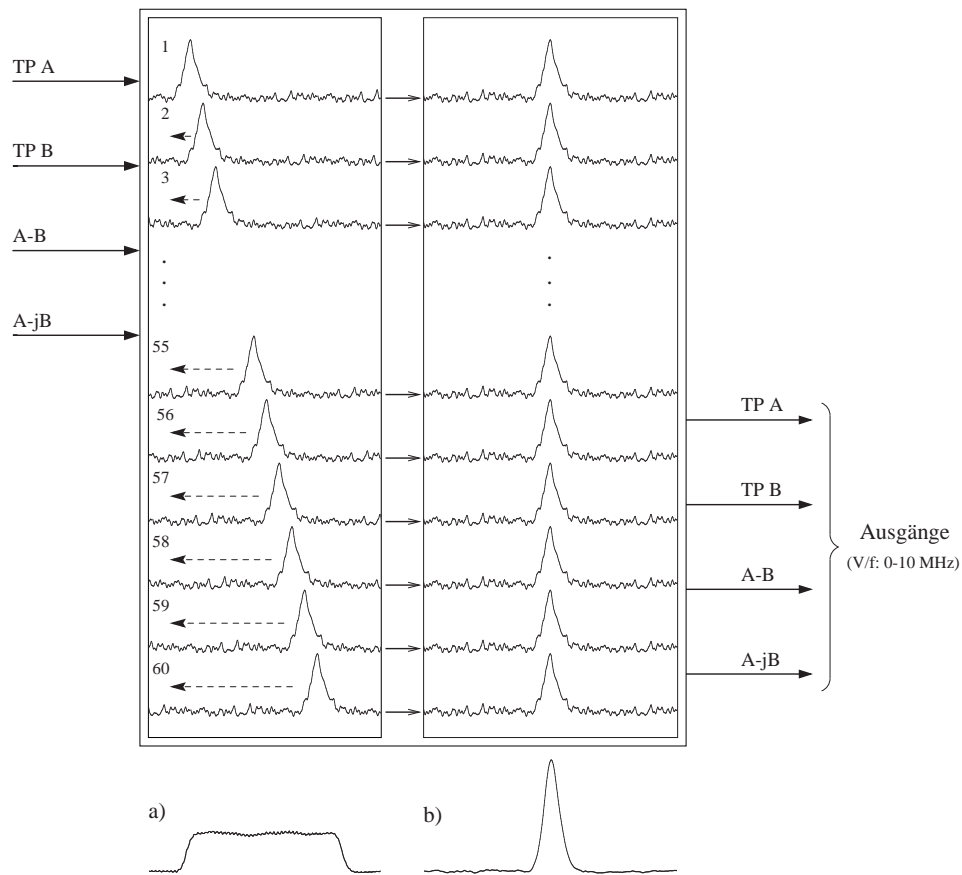
¹³ Im Gegensatz zu manchen anderen Observatorien wird der Maser in Effelsberg nicht auf das GPS synchronisiert, sondern von Hand – durch laufenden Messungen – angeglichen.

¹⁴ $(2^{48} - 1) \times 33.3 \text{ ns} = 9382499 \text{ s}$

Technische Daten: PUB-86 und CAMAC-Timing	
Anzahl der Eingangskanäle:	4
max. Eingangsfrequenz der differentiellen V/f-Signale:	10 MHz
Eingangs-Zähler:	16 Bit
Dynamikbereich:	32 Bit
Pulsar-Perioden-Bereich:	$1024 \mu\text{s} - 6.71 \text{ s}$
Perioden-Auflösung:	1024 Bins
Zeit-Auflösung / Phase-Bin:	$1 \mu\text{s} - 6.55 \text{ ms}$
Integrationsanzahl:	1 – 65535
dreistufige Perioden-Korrektur: (Dopplerverschiebung)	alle 5 Sekunden
Genauigkeit (bezogen auf T_{pp}):	$\sim 10 \text{ ps}$
Perioden-Bereich (CAMAC-Timing):	$1024 \mu\text{s} - 9382499 \text{ s}$
Pulsverschiebung:	in 33.3 ns Schritten
Datenraten (min. Pulsar-Periode, Einzelpulse):	
dauerhaft:	0.3 s
<i>burst</i> -Modus:	0.05 s
max. Speicherlücken:	1 ms

Tabelle 2.3:
Zusammenfassung
der technischen
Daten:
PUB-86 und
CAMAC-Timing

vollständige Polarisationsinformation erhalten bleibt, wird das Eingangssignal zuvor durch ein addierendes Polarimeter geleitet und die Ausgänge auf vier gleich aufgebaute PSE-Einschübe geschaltet (Abbildung 2.3). In jedem Einschub wird das Eingangssignal zunächst auf 60 Bandpaßfilter mit je 667 kHz Bandbreite verteilt und anschließend für jeden Kanal einzeln detektiert und mit V/f-Umsetzern digitalisiert. Damit die hohe Dynamik der 10 MHz V/f-Konverter bei den folgenden 12-Bit Zählern nicht zu Zählerüberläufen führt, sind nach den Spannungs-/ Frequenz-Umsetzern programmierbare Teiler vorgesehen. Der Beobachter hat so die Möglichkeit, anhand der zusätzlich angezeigten Zählwerte, die Teiler passend zu setzen und damit die Messung optimal auszusteuern. Die eigentliche digitale Verzögerung der

**Abbildung 2.3:**

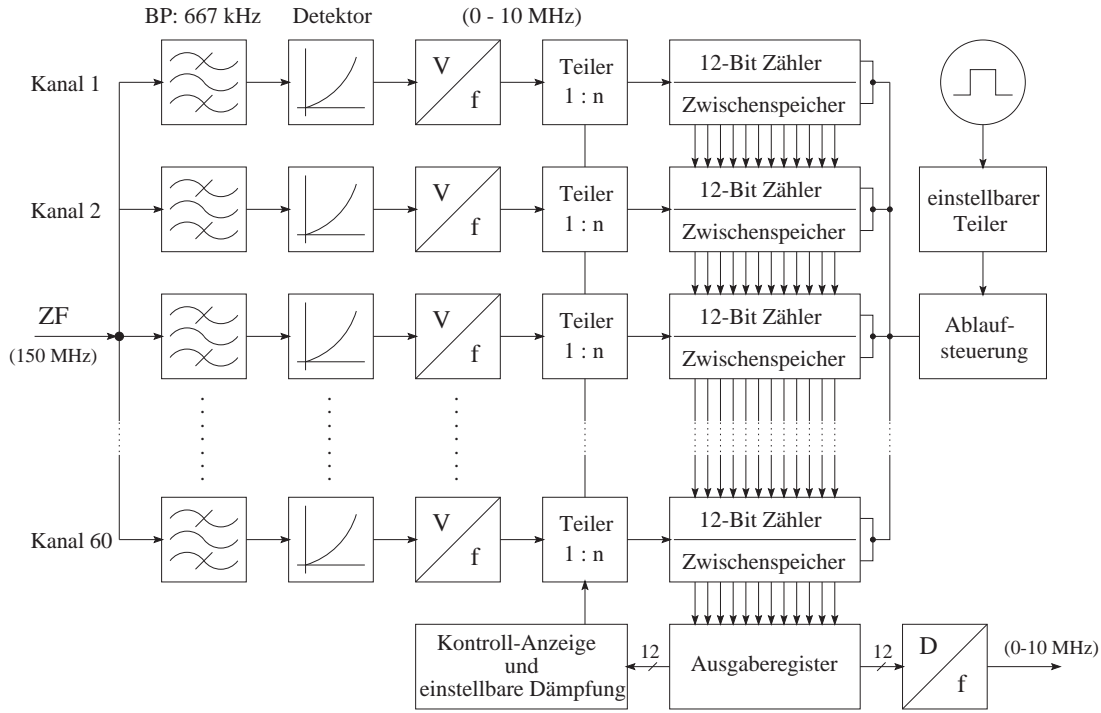
Pulsar-Signal-Entzerrer: Die 40 MHz breiten Signale des Polarimeters (TP A, TP B, A-B, A-jB) werden in 4×60 Kanäle mit einer Bandbreite von 666 kHz aufgesplittet und entsprechend der eingestellten Dispersion digital verzögert und abschließend addiert.

a) Mittleres Pulsprofil ohne De-Dispersion.

b) Mittleres Pulsprofil nach der De-Dispersion.

einzelnen Kanäle wird durch das “Weiterschieben” der 12-Bit Zähler realisiert. Wie das Blockschaltbild in Abbildung 2.4 zeigt, wird der Zählwert von Kanal 1 an Kanal 2 übertragen und dort weiter erhöht, bis er schließlich an Kanal 3 usw. abgegeben wird. Weil die verwendeten Zählerbausteine (Typ 74LS163) nicht nach dem *Master-Slave Verfahren* arbeiten und damit nicht direkt zu einem Schieberegister kaskadiert werden können, sind die Zähler über Zwischenspeicher gekoppelt. Bedingt durch diesen Zwischenspeicher benötigt ein vollständiger Schiebezyklus für alle 60 Kanäle nicht 60 sondern 120 Takte.

Ordnet man Kanal 1 in Abbildung 2.4 die höchste und Kanal 60 die niedrigste

**Abbildung 2.4:**

Blockschaltbild des Pulsar-Signal-Entzerrers.

Nach analoger Bandpaßfilterung und Detektion werden die Signale gezählt und nach dem Prinzip des Schieberegisters digital verzögert und addiert.

Empfangsfrequenz zu, so werden die höheren Frequenzen stärker verzögert als die niedrigeren. Der PSE ist somit in der Lage, die dispersionsbedingte Verschmierung der Pulsphase zu kompensieren.

Mit einem weiteren einstellbaren Teiler am PSE kann der Takt für die Ablaufsteuerung der Schieberegister gewählt und dadurch die Größe der Verzögerung zur Dispersionsbeseitigung eingegeben werden. Die Taktzeit ΔT berechnet sich wegen der Zwischenspeicher zu

$$\Delta T = \frac{1}{2} \cdot t_{PSE}, \quad (2.2)$$

wobei t_{PSE} den zeitlichen Abstand zwischen zwei Frequenzkanälen beschreibt. Für die zeitliche Verschiebung t_{PSE} zwischen zwei benachbarten Kanälen ergibt sich aus Ausdruck 2.1

$$t_{PSE} = \frac{5.5 \cdot DM}{\nu^3}, \quad (2.3)$$

mit t_{PSE} in μs , ν in GHz und DM in $cm^{-3} pc$. t_{PSE} ist ebenfalls die Restverschmierung, die sich aus den 667 kHz breiten Kanal-Bandpässen ergibt.

Wie die exakte Dispersionsbestimmung (Gleichung 1.15 auf Seite 17) aber auch zeigt, ist die Beziehung zwischen Dispersionsverzögerung und Frequenz nicht linear sondern reziprok proportional zum Quadrat der Empfangsfrequenz:

$$t_{DM} \propto \frac{1}{\nu^2}. \quad (2.4)$$

Weil der Pulsar-Signal-Entzerrer aber eine lineare De-Dispersion implementiert, ist die Restverschmierung – besonders bei großem Dispersionsmaß – größer als t_{PSE} . Die Verzögerung zwischen zwei benachbarten Frequenzkanälen (t_{PSE}) kann zwischen $6.3 \mu\text{s}$ und 9.99 ms gewählt werden, wodurch eine De-Dispersion im Bereich von $1.62 \text{ cm}^{-3} \text{ pc}$ bis $2561 \text{ cm}^{-3} \text{ pc}$ mit dem 21 cm-Empfänger¹⁵ möglich ist.

2.4 EBPP - Effelsberg-Berkeley-Pulsar Processor

Im Oktober 1996 wurde das bestehende EPOS-System durch den *Effelsberg-Berkeley-Pulsar Processor* (EBPP) ergänzt. Der EBPP wurde von der Pulsar-Gruppe an der Universität von Kalifornien in Berkeley entwickelt und wird in Effelsberg parallel zu EPOS betrieben. Durch den Parallelbetrieb ist es so weiterhin möglich, das sich entwickelnde Pulsprofil online – also bereits während der Beobachtung – zu kontrollieren. Gerade bei einem Teleskop wie dem 100-Meter in Effelsberg, mit seinen vielen Empfängern und komplexen Beobachtungsmodi, ist diese Eigenschaft von bedeutendem Wert, weil sie eine direkte Aussage über die Qualität der Daten liefert und so Fehler jeglicher Art sofort auffallen.

2.4.1 Kohärente De-Dispersion

Der EBPP realisiert die Methode der *kohärenten De-Dispersion* und ist daher perfekt für Timing-Beobachtungen von höher dispergierten Pulsaren und, wegen seiner hohen zeitlichen Auflösung, besonders für das Timing von Millisekunden Pulsaren geeignet.

Der Einfluß des interstellaren Mediums auf ein zeitvariantes Signal kann als eine frequenzabhängige Drehung des Phasenwinkels beschrieben werden (Abschnitt 1.3.1). Durch eine komplexe Multiplikation mit einer geeigneten inversen Funktion bzw.

¹⁵ verwendete Mittenfrequenz 1410 MHz

mit einer entsprechenden Faltung im Zeitbereich, läßt sich die Dispersion vor der Signaldetektion kohärent beseitigen (Hankins 1971, Hankins & Rickett 1975).

Das emittierte Signal $s(t)$ eines Pulsars kann durch die Summe seiner Fourier-Anteile im Frequenzbereich beschrieben werden

$$s(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\nu) e^{i2\pi\nu t} d\nu . \quad (2.5)$$

Durch den Einfluß des interstellaren Mediums zwischen Pulsar und Beobachter (Abstand z) erfährt das Signal eine frequenzabhängige Phasenverschiebung

$$s'(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\nu) e^{i2\pi\nu t} e^{-i\kappa(\nu)z} d\nu . \quad (2.6)$$

Die Dispersionsrelation $\kappa(\nu)$ ergibt sich nach Gleichung (1.16), bei Vernachlässigung von magnetischen Feldern, aus der Plasma-Frequenz ν_p und der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0

$$\kappa(\nu) = \frac{4\pi^2}{c_0^2} (\nu^2 - \nu_p^2) , \quad (2.7)$$

wobei ν_p sich aus der Elektronendichte n_e im Plasma (typisch 0.03 cm^{-3}) und der Ladung e sowie der Masse m_e des Elektrons errechnet

$$\nu_p^2 = \frac{n_e e^2}{\pi m_e} \quad (2.8)$$

und einen Wert von $\nu_p \approx 2 \text{ kHz}$ hat.

Setzt man (2.8) unter der Annahme ($\nu \gg \nu_p$)¹⁶ in (2.7) ein, so ergibt sich

$$\begin{aligned} \kappa(\nu) &= \frac{2\pi\nu}{c} \left(1 - \frac{\nu_p^2}{\nu^2} \right)^{1/2} \\ &= \frac{2\pi\nu}{c} \left(1 - \frac{\nu_p^2}{2\nu^2} \right) \quad (\nu \gg \nu_p) . \end{aligned} \quad (2.9)$$

Durch die vollständige Beschreibung von $\kappa(\nu)$ ist es nun möglich, ein inverses Filter mit der Übertragungsfunktion

$$h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{+i\kappa(\nu)z} d\nu \quad (2.10)$$

¹⁶ Die Annahme ($\nu \gg \nu_p$) gilt in der Radioastronomie praktisch generell, denn auch die niedrigsten Beobachtungsfrequenzen ν liegen schon bei einigen Hundert Mega Hertz und damit deutlich oberhalb der Plasma-Frequenz ν_p .

zu modellieren. Multipliziert man nun (2.10) mit (2.6) bzw. führt eine entsprechende Faltung im Zeitbereich durch, so läßt sich die Dispersion durch das interstellare Medium vollständig beseitigen. Eine genaue mathematische Beschreibung aller Verarbeitungsschritte vom komplexen Mischen (siehe Anhang A) bis zur Signaldetektierung nach der De-Dispersion findet sich in Jenet et al. (1997) Anhang A sowie in Hankins & Rickett (1975) und Bhattacharya (1998).

Die Realisierung dieser sehr rechenaufwendigen Signalverarbeitung ist in Software, in Hardware oder in Mischformen aus beidem möglich. Außerdem kann sie on-line oder in einem späteren off-line Prozeß durchgeführt werden. Im Falle der EBPP wird die kohärente De-Dispersion im Zeitbereich durch eine *Entfaltung* und in Realzeit berechnet. Weiterhin kann der EBPP im reinen Intensitäts- oder im Polarisations-Modus betrieben werden. Die absolute Bandbreite des Backends ergibt sich aus dem Dispersionsmaß des Pulsars und der Betriebsart.

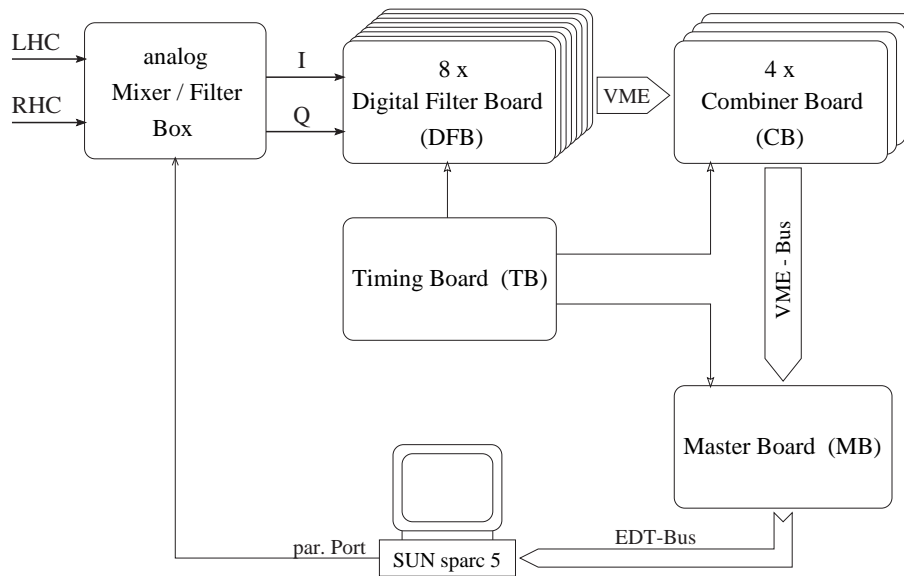
Eine detaillierte Beschreibung der EBPP, der Bedienung, sowie der Software befindet sich im Internet: <http://134.104.64.34/pulsar/ebpp/soft>.

2.4.2 Inkohärente De-Dispersion

Neben dem Betrieb als kohärenter De-Disperser kann der EBPP auch als digitale Filterbank¹⁷ betrieben werden. Diese Betriebsart erlaubt größere Bandbreiten und ein direktes Auslesen der detektierten Frequenzkanäle, wodurch dieser Modus besonders für die Untersuchung von Einzelpulsen und zur Pulsar-Suche geeignet ist. Weil in beiden Betriebsarten viele Komponenten des Backends gemeinsam genutzt werden können, besteht die Möglichkeit, beide Maschinen über spezielle Kabelsätze (‘‘Water-Fall’’-Kabel) zu verbinden. In der Praxis zeigte sich jedoch, daß dies zu Problemen führen kann, zumal der kohärente Teil von einem DOS-PC und der inkohärente Teil von einer SUN-Workstation bedient wird. Aus diesem Grund haben wir uns für einen getrennten Aufbau entschieden, um beide Systeme unabhängig voneinander betreiben zu können. Der inkohärente Teil der EBPP (iEBPP) befindet sich derzeit im Auf-/Umbau¹⁸. Abbildung 2.5 zeigt den inkohärenten EBPP

¹⁷ inkohärenter Modus

¹⁸ Wegen Auflösung der Pulsar-Gruppe, ist aus personellen Gründen derzeit nicht abzusehen, wann die Modifikationen an der EBPP abgeschlossen sein werden.

**Abbildung 2.5:**

Blockschaltbild des *inkohärenten Effelsberg-Berkeley-Pulsar Processors (iEBPP)*

als Blockschaltbild und die Verbindungen der einzelnen Komponenten miteinander. Die digitalen Filterkarten, Combiner-Boards, sowie das Master- und Timing-Board sitzen in einem gemeinsamen 9 Höheneinheiten messenden VME-Rahmen. Eine SUN-Workstation steuert und kontrolliert das gesamte Backend und sichert die gemessenen Daten auf Festplatten bzw. auf DAT-/DLT-Bändern.

Analoge Mischer-/Filter-Einheit

Die analoge Mischer- und Filtereinheit stellt die Verbindung zwischen der IF¹⁹ vom Empfänger und den Digitalen Filter-Boards (DFBs) her. Weil die DFBs maximal 36 MHz im DSB²⁰-Modus bzw. nur 18 MHz im SSB²¹-Modus direkt verarbeiten können, man aber gerne Bandbreiten von über 100 MHz realisieren möchte, hat man sich bei der iEBPP für einen hybriden Ansatz entschieden: Die analoge Mischer-/Filtereinheit arbeitet in konventioneller Technik und mischt verschiedene Teile der IF nach Baseband und unterdrückt Mischfrequenzen durch analoge Filter, während die anschließende feinere Aufsplittung der Bänder in rein digitaler Technik durch

¹⁹ Schmalband-Zwischenfrequenz in Effelsberg: 150 MHz

²⁰ DSB: Double sideband (Zweiseitenband)

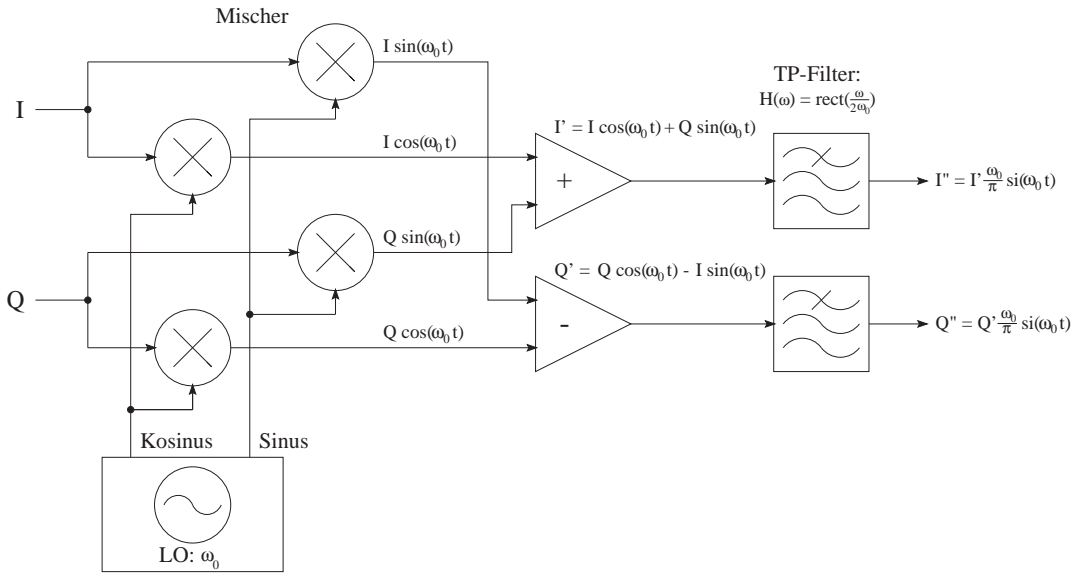
²¹ SSB: Single sideband (Einseitenband)

die DFBs realisiert wird. Um bereits in der Signalvorverarbeitung möglichst flexibel zu bleiben, beinhaltet die Mischer-/Filtereinheit sechs unabhängige Lokaloszillatoren (LOs) und sechs komplexe Mischer/Filter (MF). Hierdurch können Bänder in den Stufen 16, 8, 4, 2, 1 und 0.5 MHz von der Zwischenfrequenz zu den Quadratursignalen I und Q (siehe Anhang A) komplex nach Baseband gemischt und zur weiteren Unterteilung an die DFBs weiter gegeben werden. Weil je nach Empfänger und astronomischem Objekt die Signallevel der IF variieren, können Abschwächer im Bereich 0 - 31.5 dB in den Signalweg geschaltet werden, um den DFBs einen Level von ~ 0 dBm anzubieten. Das Einstellen der LOs und MFs, aber auch das Schalten der Abschwächer sowie das Messen der Ausgangspegel, wird über die parallele Schnittstelle der SUN-Workstation vorgenommen (vgl. Abbildung 2.5).

Digitales Filter-Board

Um ein breitbandiges Signal in mehrere schmalbandige Signale aufzusplitten existieren verschiedene Verfahren. Während in der Vergangenheit überwiegend Filterbänke mit Bandpässen in analoger Schaltungstechnik verwendet wurden, realisiert man heutige Filterbänke immer mehr in digitaler Technik. Die entscheidenden Vorteile der Digitaltechnik liegen in der höheren Genauigkeit und Reproduzierbarkeit von Filterkurven, der geringeren Störempfindlichkeit gegen elektromagnetische Einstrahlungen sowie in der Langzeitstabilität in Bezug auf Temperaturschwankungen und Alterung. Zudem ist ein digitales Schaltungsdesign oft flexibler als vergleichbare Lösungen in konventioneller analoger Technik, weil viele Betriebsparameter durch Umprogrammierung geändert werden können. So lassen sich im Falle der digitalen Filter Grenzfrequenz, Bandbreite, Phasengang und Filterform durch einfaches Neuladen der Filterkoeffizienten einstellen. Die Nachteile der digitalen Signalverarbeitung liegen ganz klar in den immer höher werdenden Schaltfrequenzen und den sehr steilen Signalflanken, die eine Vielzahl von hohen harmonischen Frequenzanteilen erzeugen und damit – speziell in der cm-Radioastronomie – ein großes Störpotential darstellen. Nachteilig ist auch der höhere Schaltungsaufwand, der jedoch angesichts des zunehmenden Integrationsgrades digitaler Schaltungen immer weniger ins Gewicht fällt.

Um eine mehrkanalige Filterbank in Digitaltechnik zu realisieren, müssen die

**Abbildung 2.6:**

Prinzip eines Complex Down Converters (CDC) in analoger Schaltungstechnik.

sonst üblichen Bandpässe pro Kanal durch äquivalente digitale Schaltungsteile nachgebildet werden. Weil aber digitale Filter, sogenannte *Finite-Impulse-Response-Filter*²² (FIR), bezüglich ihrer maximalen Taktung nach oben begrenzt sind, ist der Einsatz von FIRs aus technischen Gründen auf niedrige Frequenzen beschränkt. Zudem können Bandpässe nur aus einer Kombination von Hoch- und Tiefpässen gebildet werden, was entweder den Schaltungsaufwand zusätzlich vergrößert oder aber die Güte des Bandpasses negativ beeinflusst²³. Um dennoch Filter mit gleicher Filtergüte für jeden Kanal, unabhängig von dessen Mittenfrequenz, zu entwerfen und gleichfalls den technischen Aufwand so minimal wie möglich zu halten, werden sogenannte Complex Down Converter (CDC) für jeden Kanal eingesetzt. CDCs bestehen aus insgesamt vier Mischern, zwei Additions-/Subtraktions-Einheiten und zwei nachgeschalteten Tiefpaßfiltern. In Abbildung 2.6 ist das Prinzip einer CDC-Einheit der Einfachheit halber zuerst in analoger Technik dargestellt. Die Idee der CDCs ist es,

²² Neben den FIR-Filtern gibt es auch noch Infinite Impulse Response-Filter (IIR). Obwohl sich IIR-Filter durch eine hohe Selektivität bei geringem Speicherbedarf auszeichnen, sind sie für den Einsatz in einer Filterbank für Pulsare ungeeignet, weil eine konstante Gruppenlaufzeit und eine lineare Phase kaum zu verwirklichen sind.

²³ FIR-Filter bestehen aus einer begrenzten Anzahl von Verarbeitungsstufen. Da ein Bandpaß bzw. eine Bandsperre bei gleicher Filtergüte mehr Verarbeitungsstufen benötigen als ein Hoch- bzw. Tiefpaß, steigt entweder der Schaltungsaufwand oder die Filtergüte sinkt.

aus einem komplexen Eingangssignal²⁴ mit großer Bandbreite, Kanäle mit schmalerer Bandbreite zu selektieren und diese Baseband ($f = 0$ Hz) zu mischen. Störende Frequenzanteile (Summenfrequenz, Spiegelfrequenz und andere Mischprodukte) werden durch ein nachgeschaltetes Filter unterdrückt, welches zusätzlich auch die Bandbreite des Kanals definiert. Weil das selektierte Band alleine von der Frequenz des lokalen Oszillators bestimmt wird, können alle Filter der CDC-Einheiten mit den gleichen Parametern entworfen werden, wenn man eine Filterbank mit äquidistanten Bandpässen und gleichen Filtereigenschaften realisieren möchte. Wie Abbildung 2.6 weiter verdeutlicht, sind bei Baseband gemischten Signalen auch Tiefpaßfilter völlig ausreichend, die sich wesentlich einfacher rechnen und realisieren lassen als Bandpässe.

Ein idealer Tiefpaßfilter²⁵ läßt sich am einfachsten im Frequenzbereich durch eine Rechteckfunktion beschreiben, die durch

$$\text{rect}(t) = \begin{cases} 1 & : |t| \leq 1/2 \\ 0 & : |t| > 1/2 \end{cases} \quad (2.11)$$

definiert wird.

Für alle Frequenzanteile unterhalb einer Grenzfrequenz f_g erfüllt die Übertragungsfunktion eines Tiefpasses die Bedingungen für ein verzerrungsfreies System (*Durchlaßbereich*) und für Frequenzen oberhalb von f_g wird sie zu Null (*Sperrbereich*). Im Zeitbereich definiert die Stoßantwort das Verhalten eines Filters, die über die Fourier-Transformation der Übertragungsfunktion bestimmt werden kann (Formeln 2.12 und 2.13).

$$H(f) = \text{rect}\left(\frac{f}{2f_g}\right) \quad (2.12)$$



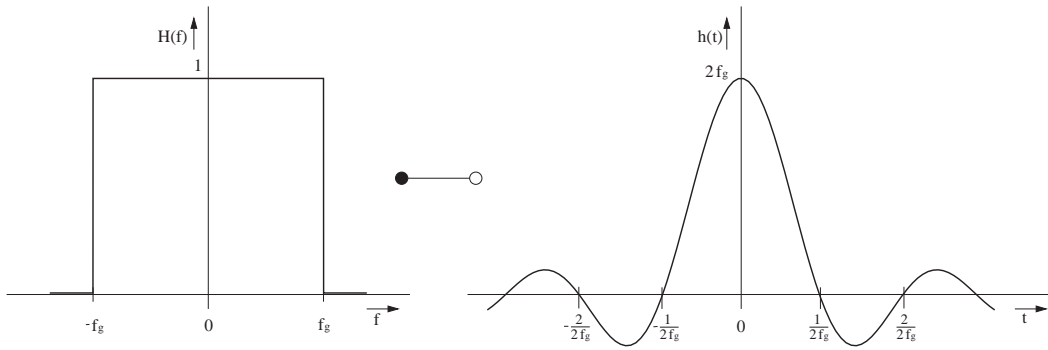
$$h(t) = 2f_g \text{si}(2\pi f_g t) \quad (2.13)$$

Wie Ausdruck 2.13 zeigt, ergibt der ideale Tiefpaß im Zeitbereich eine $\text{si}(x)$ -Funktion²⁶ mit einem Maximalwert bei $t = 0$ (Abbildung 2.7).

²⁴ Ein komplexes Signal (Quadratursignal) wird signaltheoretisch durch zwei um 90° phasenversetzte Teilsignale (Realanteil I , Imaginäranteil Q) beschrieben (siehe Anhang A).

²⁵ Der ideale Tiefpaßfilter wird in der Nachrichtentechnik auch allgemein als Küpfmüller-Tiefpaß bezeichnet.

²⁶ $\text{si}(x) \equiv \sin(x)/x$. Weil $\text{si}(x)$ -Funktionen oft mit dem Faktor π im Argument vorkommen, wird häufig auch die Abkürzung $\text{sinc}(x)$ verwendet. ($\text{sinc}(x) \equiv \text{si}(\pi x)$)

**Abbildung 2.7:**

Übertragungsfunktion und Stoßantwort des idealen Tiefpasses mit der Grenzfrequenz f_g .

Alle bisherigen Betrachtungen zu den digitalen Filterkarten waren allgemein beschreibend und für ein analoges Schaltungsdesign ausgelegt. Die Realisierung einer Filterbank in digitaler Technik beginnt mit einer Abtastung der analogen Eingangssignale durch einen Analog-Digital-Converter (ADC). Weil die DFBs komplexe Signale (I/Q) verarbeiten, wird ein Dual-ADC verwendet, der eine gleichzeitige Erfassung und Digitalisierung beider Eingangsgrößen gewährleistet (*echte I/Q -Abtastung*²⁷). Die Formeln 2.14 und 2.15 beschreiben die Umsetzung eines wert- und zeitkontinuierlichen Signals in einen wert- und zeitdiskreten Datenstrom für I und Q .

$$I'_k = i_a(t) = i(t) \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(t - kT), \quad (2.14)$$

$$Q'_k = q_a(t) = q(t) \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(t - kT) \quad (2.15)$$

Um die Abtastung der Eingangsgrößen in äquidistanten Zeitpunkten mathematisch zu beschreiben, wird die Siebeigenschaft des Dirac-Stoßes $\delta(t)$ verwendet, die nur für $t = 0$ den Eingangswert für eine nachfolgende Bewertung (Codierung in einen wertdiskreten Wert) zuläßt.

²⁷ Üblicherweise werden mehrkanalige Analog/Digital-Converter durch vorgeschaltete analoge Multiplexer realisiert. Bei diesen Wandlern geht jedoch jegliche Phasenbeziehung zwischen den analogen Eingangssignalen durch die sequentielle Abtastung (Werterfassung zu unterschiedlichen Zeitpunkten) verloren, wodurch sie für einen Einsatz bei komplexen Signalen ungeeignet sind.

Der ersten signalverarbeitenden Stufe nach der Abtastung folgen digitale Mischer, die ähnlich der zuvor beschriebenen Complex Down Converter, Teile eines Frequenzbandes nach Baseband mischen. Die Ausdrücke 2.16 und 2.17 geben den Mischvorgang für ein diskretes Quadratursignal mathematisch wieder.

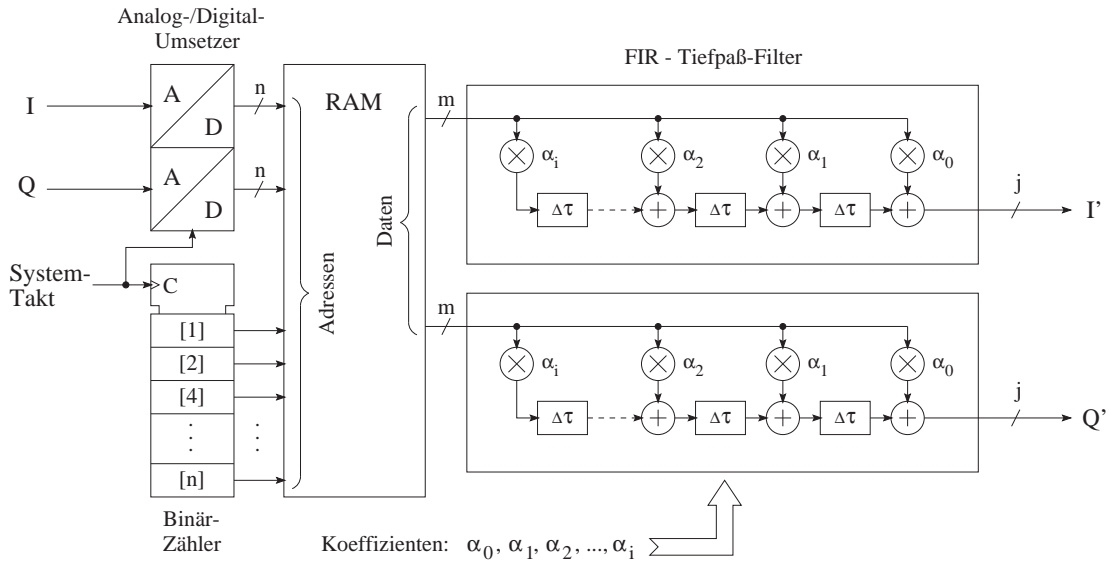
$$I''_k = I'_k \cos(\omega_0 t_k) + Q'_k \sin(\omega_0 t_k) , \quad (2.16)$$

$$Q''_k = Q'_k \cos(\omega_0 t_k) - I'_k \sin(\omega_0 t_k) \quad (2.17)$$

Weil die abgetasteten Eingangswerte nicht nur wert- sondern auch zeitdiskret sind, genügt zur Mischung eine ebenfalls wert- und zeitdiskrete Mischerfrequenz (LO-Frequenz), wodurch sich eine endliche Menge an möglichen Mischergebnissen ergibt. Die begrenzte Anzahl dieser Ergebnisse erlaubt es zudem, sämtliche Kombinationen aus Eingangswert und Mischerphase im voraus zu berechnen und diese in Form einer Tabelle zu speichern. Im Falle des Digitalen Filter-Boards werden diese Mischergebnisse in einem statischen RAM-Baustein (SRAM) abgelegt und der entsprechende Tabelleneintrag²⁸ wird über die Adreßleitungen selektiert. Als Eingangsgröße werden die oberen 4-Bit des Analog-Digital-Umsetzers verwendet, die als vorzeichenbehafteter Wert innerhalb des digitalen Mixers verarbeitet werden. Ein zusätzlicher 7-Bit Binär-Zähler, der mit dem Sampler-Takt betrieben wird, generiert für jeden Eingangswert eine Adresse, die im SRAM die Phase der Mischerfrequenz auswählt. Die eigentliche Berechnung des Mischproduktes aus Eingangsgröße und Mischerphase kann so auf ein Ansprechen der passenden Speicherstelle reduziert werden, wodurch eine sehr schnelle "Berechnung" möglich wird. Das Mischergebnis wird schließlich als 4-Bit Wert über die Datenleitungen des SRAMs ausgegeben und zur weiteren Verarbeitung zu den FIR-Filtern geführt (siehe Abbildung 2.8). Weil das Ergebnis in nur 4-Bit weitergegeben wird, sind die Ergebnisvektoren innerhalb der Mischertabelle zusätzlich noch passend skaliert, um Quantisierungseffekte so gering wie möglich zu halten.

Da SRAM-Speicher ihre Information nur unter Spannung behalten, werden die Mischertabellen nach dem Einschalten über den VME-Bus gesetzt. Dies bietet zusätzlich die Möglichkeit, durch verschiedene Tabellen die Mischergebnisse zu beeinflussen und so eine digitale Verstärkung bzw. Abschwächung zu programmieren.

²⁸ Ein Tabelleneintrag entspricht bei einem RAM-Baustein einer Speicherzelle.

**Abbildung 2.8:**

Prinzipschaltbild des Digitalen Mischers für komplexe Eingangssignale mit nachgeschaltetem FIR - Tiefpaß-Filter.

Um unerwünschte Frequenzanteile (z.B. Spiegelfrequenzen), die immer bei einer Mischung auftreten, zu unterdrücken, werden nach dem Mischer FIR-Filter mit Tiefpaß-Koeffizienten²⁹ eingesetzt. Wie die Gleichungen 2.18 und 2.19 zeigen, realisiert ein FIR-Filter die mit den Koeffizienten C_i bzw. D_i gewichtete Summe der N letzten Eingangswerte (I''_{k-i} bzw. Q''_{k-i} , $1 \leq i \leq N$).

$$I'''_k = \sum_{i=1}^N C_i I''_{k-i}, \quad (2.18)$$

$$Q'''_k = \sum_{i=1}^N D_i Q''_{k-i} \quad (2.19)$$

Diese allgemein als MAC³⁰-Operation bezeichnete Berechnung findet sich – mit wenigen Ausnahmen – in allen Funktionen der digitalen Signalverarbeitung wieder.

²⁹ Auf die Berechnung von *guten* Filterkoeffizienten wird an dieser Stelle nicht weiter eingegangen, weil je nach Optimierungsgröße (Betrags-/Frequenznormierung, Filtergüte, Phasenverhalten, Gruppenlaufzeit) und Gewichtung (Hamming-/Hanning-/Blackman-/Kaiser-Fensterfunktion) sich eine Vielzahl von Berechnungsmöglichkeiten ergeben, die den Rahmen dieser Arbeit überschreiten würden. Zur Berechnung der Koeffizienten siehe Azizi (1990) und Lacroix (1988).

³⁰ MAC: Multiply and Accumulate

Weil Standard-Mikroprozessoren MAC-Operationen nicht direkt innerhalb eines Befehls implementieren, wurden Digitale Signalprozessoren (DSPs) entwickelt, die aufgrund ihrer Rechnerarchitektur diese Operationen besonders effizient und schnell berechnen (Klein 1995). Noch schneller ist eine MAC-Berechnung nur noch durch parallele Multiplizierer und Addierer ausführbar, wie in FIR-Bausteinen realisiert. Hierbei werden die Eingangswerte auf mehrere Multiplikationseinheiten verteilt, die gleichzeitig eine Gewichtung mit den Filterkoeffizienten rechnen. Schieberegister ermöglichen anschließend eine digitale Verzögerung der Werte, bevor mehrere Addiereinheiten das Summenergebnis berechnen (siehe Abbildung 2.8). Durch diese parallele Struktur erlaubt ein FIR-Baustein zu jedem neuen Eingangswert die Berechnung eines Ausgangswertes ohne intern mit höheren Taktraten arbeiten zu müssen. Der auf den Digitalen Filter-Boards eingesetzte FIR-Chip (Harris HSP 43168) besitzt 8 Multiplizierer-/Additions-Einheiten und kann bis zu Taktraten von 45 MHz betrieben werden. Wird er als Tiefpaß betrieben, kann die Ausgangsdatenrate im Vergleich zur Eingangsdatenrate zusätzlich dezimiert werden, solange das Nyquist-Theorem erfüllt bleibt. Diese Dezimierung wird innerhalb des Harris Chips genutzt, indem die Recheneinheiten, die mit dem Takt der Eingangsdaten arbeiten, mehrfach mit verschiedenen Filterkoeffizienten durchlaufen werden, wodurch sich eine bessere Filtergüte ergibt. Beim Digitalen Filter-Board liegt der Dezimierungsfaktor je nach Betriebsart (DSB oder SSB) bei 8 bzw. 16, was eine Filterberechnung mit bis zu 256 Koeffizienten³¹ ermöglicht.

Während im DSB-Modus ein komplexes Ausgangssignal nach den FIR-Tiefpaßfiltern gewünscht wird, um anschließend eine kohärente De-Dispersion zu rechnen, benötigt man im SSB-Modus eine Seitenbandseparation. Aus diesem Grund können die Filterkoeffizienten (C_i und D_i) nicht wie im DSB-Modus mit den gleichen Werten gesetzt werden. Die nötige Phasendrehung um $\pm 90^\circ$ erreicht man durch eine Hilbert-Transformation (Gleichung 2.20) im Q_k''' - Signalpfad.

$$f_{Hilbert}(x) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(v)}{v - x} dv \quad (2.20)$$

³¹ Die Anzahl der Koeffizienten ist abhängig davon, ob symmetrische oder unsymmetrische Filterkoeffizienten verwendet werden. (Harris Corporation 1995)

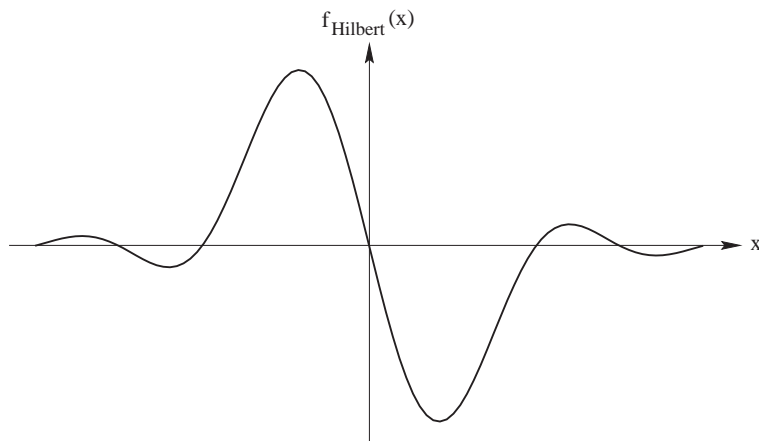


Abbildung 2.9:
 Quantitativer Verlauf der
 Stoßantwort eines
 Tiefpaßfilters gefaltet mit
 der Hilbert-
 Transformation.
 Die Stoßantwort definiert
 gleichfalls den Verlauf der
 Filterkoeffizienten.

Der große Vorteil der Hilbert-Transformation ist, daß sie nicht die Signalamplituden des Eingangssignals beeinflußt (Brigham 1995). Hierdurch läßt sie sich zusätzlich mit einer Tiefpaßfunktion kombinieren und kann in einem FIR-Chip implementiert werden. Die Stoßantwort eines Tiefpaßfilters mit Hilbert-Transformation zeigt Abbildung 2.9. Wie der Kurvenverlauf in Abbildung 2.9 auch zeigt, entsteht eine unsymmetrische Funktion, was eine geringere Filtergüte durch eine Halbierung der Filterkoeffizienten zur Folge hat (Lacroix 1988).

Die Multiplikations- und Additionseinheiten innerhalb eines FIR-Chips bewirken, daß die Ausgangsbitbreite in der Regel deutlich größer ist als die Eingangsbitbreite. Um dennoch mit praktikablen Wortbreiten arbeiten zu können, werden nur die mittleren 7-Bit und das Vorzeichenbit (Bit 27) des FIR-Filters zur weiteren Verarbeitung genutzt. Diese Einschränkung bedingt, daß die Filterkoeffizienten (10-Bit) so gewählt werden müssen, daß auch bei Ausnutzung der vollen 4-Bit Eingangsdynamik die Werte nach der Tiefpaßfilterung durch die mittleren 7-Bit möglichst gut repräsentiert werden.

Um die resultierende Datenrate noch mehr zu senken, wird der 8-Bit Datenstrom aus den FIR-Filtern nochmals zu geringeren Bit-Breiten reduziert. Hierzu werden – ähnlich der SRAM-Mischer – wieder Speicher-Tabellen eingesetzt, die zu jedem 8-Bit Eingangswort das entsprechende bit-reduzierte Ausgangswort beinhalten. Wie das Blockschaltbild in Abbildung 2.11 auf Seite 62 zeigt, sind die FIR-Ausgänge auf 256 kByte große EPROM Speicher verdrahtet, die je nach eingestelltem Modus³²

³²Der Modus wird durch Umschalten zwischen verschiedenen Tabellen über die beiden höchstwertigsten Adreßleitungen realisiert. Weil ein EPROM den Datenstrom von zwei FIR-Filtern reduziert, ergibt sich ein Adreßbus von $2 \times 8\text{-Bit}$ plus 2-Bit für die Modus-Umschaltung: $2^{18} = 256\text{ kByte}$.

2-Bit bzw. 4-Bit Daten erzeugen.

Im DSB-Modus dienen die EPROM-Encoder zur Umskalierung der komplexen Datenströme auf 2-Bit (Bit-Wertigkeit: $\pm 1, \pm 3$). Wird das Digitale Filter-Board im SSB-Modus mit Hilbert-Transformation im Q_k'' -Signalpfad betrieben, ermöglicht der EPROM-Encoder die "Berechnung" der Summe bzw. Differenz von I_k''' und Q_k''' mit anschließender Quadrierung (Gleichung 2.21 und 2.22).

$$U_k = (I_k''' + Q_k''')^2, \quad (2.21)$$

$$L_k = (I_k''' - Q_k''')^2 \quad (2.22)$$

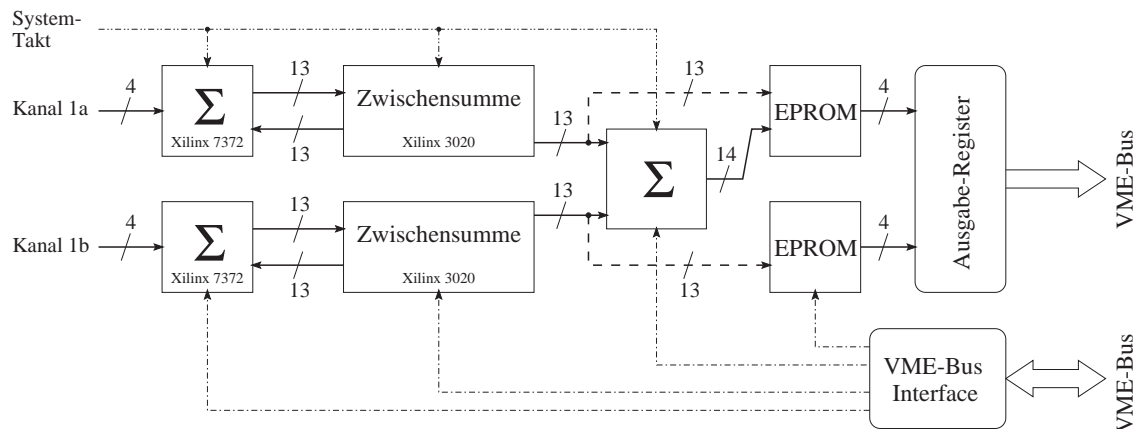
Auf diese Weise stehen im SSB-Modus sechzehn detektierte Filterbank-Kanäle mit 4-Bit Quantisierung zur Verfügung, die über die VME-Bus Stecker P2 und P3 zur weiteren Verarbeitung zu den Combiner-Boards geführt werden.

Weil das Digitale Filter-Board innerhalb der EBPP eine zentrale Funktion erfüllt und die Inbetriebnahme der DFBs bisher nur mit einer laufenden EBPP möglich war, wurde im Rahmen einer Diplom-Arbeit im Digital-Labor, ein Testsystem für DFBs entwickelt (Bell 2002). Ziel dieser Arbeit war es, einzelne Funktionsgruppen des DFBs unabhängig von der Gesamtfunktion zu testen und so den Aufbau von DFBs in mehreren Schritten zu ermöglichen. Weiterhin hat diese Arbeit gezeigt, daß es möglich ist, die Ausgangsdatenströme der DFBs direkt in einen Linux-PC mit einer PCI-Busmaster-Karte zur weiteren Bearbeitung einzulesen. Auf diese Weise können die zeitlich hochaufgelösten Spektren der DFBs auch zur Untersuchung von Störungen (RFI³³) bei Beobachtungen im cm-Bereich genutzt werden.

Combiner-Board

Die durch die Digitalen Filter-Boards reduzierten Datenraten pro Kanal berechnen sich aus der Eingangsbandbreite (max. 18 MHz im SSB-Modus) dividiert durch den Dezimierungsfaktor (16 im SSB-Modus). Hieraus ergeben sich 1.125×10^6 Datenworte pro Sekunde und Kanal – eine Datenrate, die selbst für eine Speicherung auf Festplatten noch zu hoch ist. Weil aber sogar für die Beobachtung von Millisekunden-Pulsaren eine zeitliche Auflösung von einigen Zehn Mikrosekunden genügt, werden Combiner-Boards (CBs) eingesetzt, die eine weitere Reduzierung der Datenrate ermöglichen.

³³ RFI: Radio Frequency Interference

**Abbildung 2.10:**

Blockschaltbild des Combiner-Boards.

Wie alle Platinen innerhalb des Effelsberg-Berkeley-Pulsar Processors wird auch dieses Board über den VME-Bus gesteuert. Den aktiven Teil bei der Summation der Eingangskanäle und dem Zusammenfassen von Polarisations Ebenen bilden FPGA-Chips der Firma XILINX. Die EPROMs werden, wie auf dem Digitalen Filter-Board (siehe Abbildung 2.11), als Encoder zur Reduzierung der 13- bzw. 14-Bit Datenworte auf 4-Bit eingesetzt.

Jedes Combiner-Board ist in der Lage, die Signale von zwei DFBs (16 Kanäle \times 2 Polarisations-Ebenen \times 4-Bit) mit einer maximalen Datenrate von 3.6 MHz zu verarbeiten. Abhängig vom programmierten Modus können die Daten eines jeden Filterbank-Kanals bis zu 512 mal aufsummiert werden, bevor sie weitergegeben werden und die Summation erneut beginnt. Hierdurch ist eine Reduktion der Datenrate auf rund 2.2 kHz (455 μ s), selbst bei einer Eingangsbandbreite der DFBs von 18 MHz, möglich. Weiterhin erlaubt die optionale Schaltung eines zusätzlichen Addierers ein Zusammenfassen von Kanälen mit gleicher Frequenz, aber unterschiedlicher Polarisierung zur Bildung von Total-Power Daten (siehe Blockschaltbild in Abbildung 2.10). Weil sich durch die Additionen die Datenwortbreite zwangsläufig erneut erhöht, werden wieder Tabellen in Form von EPROM-Speichern verwendet, um die Daten auf 4-Bit zu reduzieren und einen möglichen Gleichanteil zu unterdrücken. Die so bearbeiteten Daten werden in einem Ausgabe-Register gespeichert und für die Datenübertragung zu einer SUN-Workstation dem Master-Board bereitgestellt.

Die bisherige inkohärente EBPP erlaubt keine Einzelpulsuntersuchungen mit voller Polarisationsinformation (Stokes-Parameter³⁴). Durch ein von Don Backer in Berkeley neu entwickeltes *Daughter-Board* kann das Combiner-Board zur Generierung der Stokes-Parameter erweitert werden. Hierzu werden die jetzigen EPROM-Encoder auf den Combiner-Boards entfernt und eine Zusatzplatine in die freigewordenen EPROM-Sockel gesetzt. Zusätzliche Latches und weitere EPROM-Encoder auf dem Daughter-Board können aus den Eingangsdaten für beide Polarisationskanäle dann die vier Stokes-Parameter erzeugen. Neben dieser Modifikation der Combiner-Boards müssen zusätzlich auch die EPROM-Encoder auf den Digitalen Filter-Boards ausgetauscht werden, weil die Berechnung der Stokes-Parameter eine höhere digitale Eingangsverstärkung bedingt.

Masterboard

Das Masterboard (MB) dient als ein Interface zwischen dem VME-Bus des Effelsberg-Berkeley-Pulsar Processors und einer SCD-20 EDT-Karte³⁵ im S-Bus einer SUN-Workstation. Neben der eigentlichen Übertragung der Beobachtungsdaten zur SUN werden über diese Verbindung auch Kontroll-Kommandos zur EBPP gesendet und wichtige Parameter kontrolliert (siehe Abbildung 2.5 auf Seite 50).

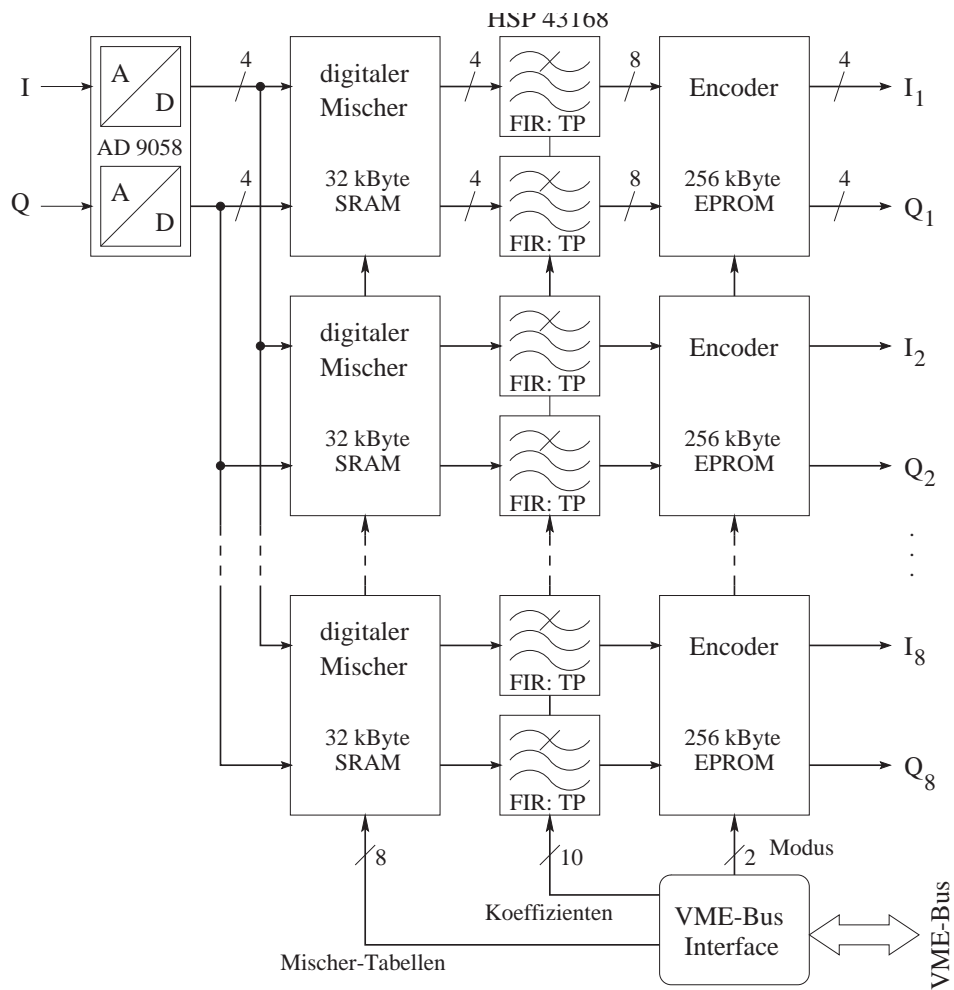
Timing-Board

Das Timing-Board erzeugt alle Taktsignale der EBPP aus einer 5 MHz Referenz-Frequenz, die in Effelsberg von einem Maser (siehe Abbildung 2.1, Seite 37) erzeugt wird. Durch die Verwendung von Phase-Locked-Loop-Regelungen³⁶ läßt sich aus den 5 MHz in weiten Grenzen der Sampler-Takt ableiten, der auch die SRAM-Mischer auf den DFBs, die Addiereinheiten auf den CBs und die Ablaufsteuerungen auf dem Master-Board steuert. Um Beobachtungen möglichst synchron zu starten, erhält das

³⁴ Die Stokes-Parameter (Stokes 1852) beschreiben die Phaseninformation eines Signals vollständig in vier Parametern durch Intensitätswerte.

³⁵ Electronic Design Team, Inc.

³⁶ Ein in der Nachrichtentechnik besonders wichtiger Anwendungsfall der Regelungstechnik ist die Nachlaufsynchronisation (Phase-Locked-Loop, PLL). Ihre Aufgabe besteht darin, die Frequenz f_2 eines Oszillators so einzustellen, daß sie mit der Frequenz f_1 eines Referenzoszillators, in Bezug auf die Phasenverschiebung, übereinstimmt.

**Abbildung 2.11:**

Blockschaltbild des Digitalen Filter-Boards mit Analog/Digital-Converter, digitalem SRAM-Mischer, FIR - Tiefpaß-Filter und EPROM-Encoder.

Timing-Board auch noch ein 1 Hz Signal (1 pps), auf das sich generierte Zeitinformationen beziehen.

Im Timing-Modus der kohärenten EBPP erzeugt das Timing-Board zusätzlich noch die vom Pulsar abhängigen Signale zur online-Faltung und Perioden-Korrektur.

Kapitel 3

POESY:

Ein neues Pulsar-Backend

Dieses Kapitel beschreibt das innerhalb dieser Arbeit entwickelte Pulsar-Backend POESY und dessen Einsatzmöglichkeiten am 100-Meter-Radioteleskop in Effelsberg.

Nach einer kurzen Übersicht über das Prinzip der Digitalwandlung mit der Kombination aus Spannungs-/Frequenz-Umsetzern und Binär-Zählern, wird die Hardware des Backends beschrieben. Hierbei wird insbesondere auch das Koinzidenz-Problem von Zählern bei der Verarbeitung von asynchronen Eingangssignalen mit einem synchronen Takt und dessen Lösung behandelt.

Der zweite Teil dieses Kapitels beschreibt die Software von POESY unter dem Realzeit-Betriebssystem VxWorks und erklärt, warum erst durch den Einsatz einer zusätzlichen zweiten CPU die geforderten Abtastzeiten realisiert werden konnten. Weiterhin wird das eigens für dieses Backend entwickelte Dateisystem PFS erläutert und gezeigt, wie durch die Ausnutzung der Cache-Speicher von zwei Festplatten ein dauerhaft hoher Datendurchsatz erzielt werden konnte.

Das Kapitel endet mit einer Formatbeschreibung der von POESY aufgezeichneten Daten und Hinweisen zu Konverterprogrammen, die eine Weiterverarbeitung der Meßwerte mit verschiedenen Pulsar-Such-Programmen erlauben.

Eine ausführliche Beschreibung aller Kommandos zur Steuerung von POESY sowie sämtliche Registertabellen und Adreßlisten wird im Anhang B ab Seite 213 gegeben.

3.1 Anforderungen an das neue Backend

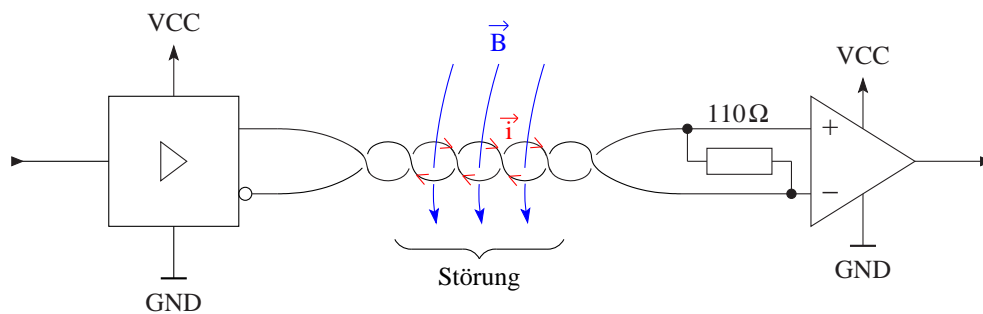
Wie bereits in Kapitel 2 beschrieben, bietet das EPOS-System mit dem Pulsar-Backend PUB-86 nur die Möglichkeit, Signale von maximal vier unabhängigen Eingangskanälen zu erfassen (vgl. Tabelle 2.3). Obwohl diese vier Kanäle für Timing-Beobachtungen sowie zur Untersuchung von Polarisationsseigenschaften von Pulsaren völlig ausreichend sind, stellen sie für die Pulsar-Suche eine erhebliche Einschränkung dar. Weil das Dispersionsmaß bei der Pulsar-Suche, wie auch die Position und die Periode eines möglichen Pulsars, noch nicht bekannt sind, kann keine De-Dispersion vor der Datenaufzeichnung durchgeführt werden. Vielmehr ist es notwendig, alle Kanäle einer Filterbank – vorzugsweise für beide Polarisationsauskopplungen – unabhängig bei der Datennahme zu speichern, damit bei der späteren Auswertung die Meßwerte für eine Vielzahl von Dispersionsschritten untersucht werden können.

Aus diesen Gründen entstand die Forderung zur Entwicklung eines neuen Backends mit vielen Eingangskanälen und möglichst hoher Verarbeitungsleistung, welches besonders im Hinblick auf die Pulsar-Suche optimiert sein sollte. Weiterhin sollte sich das Backend in das bisherige EPOS-System gut einfügen lassen und mit den bereits vorhandenen Filterbänken arbeiten können. Um die hohen Datenraten bei der Pulsar-Suche zuverlässig zu speichern, sollte das Gerät ferner über eigene Festplatten verfügen, damit die Verarbeitungsleistung nicht durch die sonst üblichen Datenübertragungen limitiert wird.

All diese Anforderungen wurden im Projekt POESY (Pulsar Observatory Effelsberg System) realisiert, dessen technische Beschreibung Inhalt der folgenden Abschnitte ist.

3.2 Hardware

Die am Observatorium in Effelsberg verwendeten Filterbänke enthalten neben den eigentlichen analogen Filtereinheiten auch Detektoren zur Bildung der Leistung über das Quadrat der Spannung und Spannungs-/Frequenz-Umsetzer (VFCs), welche die erste Stufe bei der Digitalisierung der Signale bilden. Auch wenn in der heutigen Zeit

**Abbildung 3.1:**

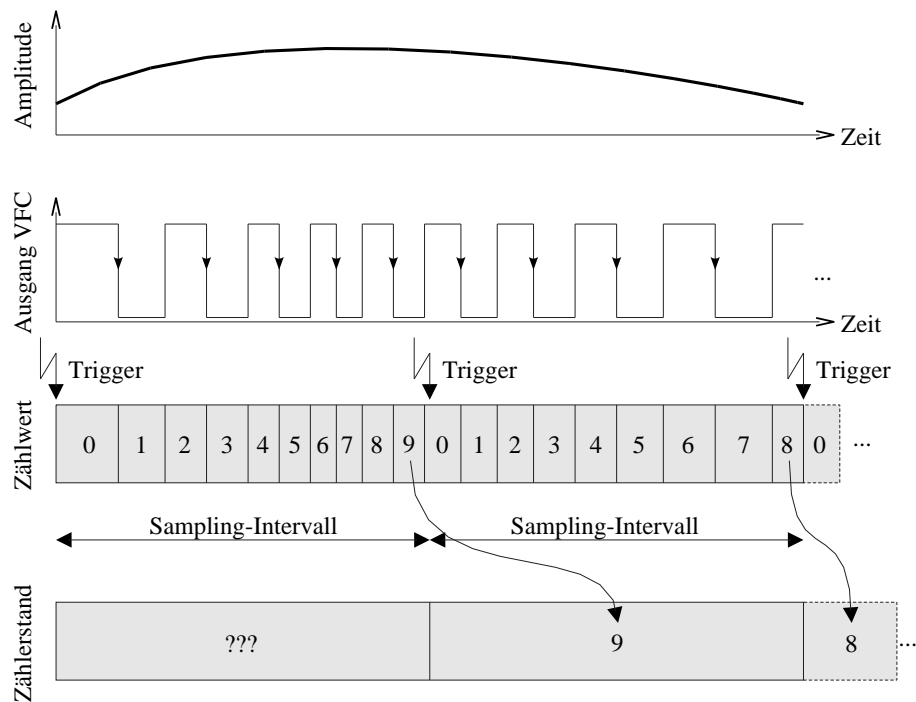
Datenübertragung über eine symmetrisch angesteuerte und mit dem Leitungswiderstand abgeschlossene verdrehte Zweidraht- (Twisted-Pair)-Leitung.

Durch die verdrehte Leitung werden eingekoppelte Störungen (\vec{B}) nicht weiter summiert, weil sich die induzierten Störströme (\vec{i}) gegenseitig aufheben.

üblicherweise schnelle Analog-/Digital-Wandler (ADC¹) in integrierter Bauweise zur Digitalisierung eingesetzt werden, haben VFCs durchaus noch ihre Berechtigung. In Effelsberg liegt der Grund ihrer Verwendung hauptsächlich in ihrer Eigenschaft, die Umsetzung von analogen zu digital kodierten Signalen in zwei Stufen zu realisieren, die räumlich weit voneinander getrennt sein dürfen. So werden die VFCs oft unmittelbar am Empfänger platziert und die zu den Eingangssignalen proportionalen Frequenzgänge über Treiber-Stufen (Line-Driver) in differentieller Form über verdrehte Zweidrahtleitungen (Twisted Pair) in den Backend-Raum übertragen (siehe Abbildung 3.1).

Die Vorteile einer differentiellen Signalübertragung liegen in der hohen Störungsempfindlichkeit, aber auch in der geringen Eigenabstrahlung, der gerade in der Radioastronomie eine besondere Bedeutung zukommt. Die Störungsempfindlichkeit ergibt sich aus der Eigenschaft, daß magnetisch induzierte Störungen (\vec{B}) über einen, im Vergleich zu den Windungen der Leitung, großen Bereich eingekoppelt werden. Wegen der Verdrillung der Leitungspaare ändert sich das Vorzeichen der Einkoppelung in jeder Windung und die Störströme (\vec{i}) können sich nicht weiter addieren, sondern heben sich in der Regel sogar untereinander wieder auf. Durch einen Abschlußwiderstand, kurz vor der Empfängerseite in Größe des Leitungswiderstands, lassen sich zusätzlich Reflexionen vermeiden.

¹ ADC: analog digital converter

**Abbildung 3.2:**

Digitalisierungsprinzip: Das analoge Eingangssignal wird mit Hilfe eines Spannungs-Frequenz-Umsetzers (VFCs) in eine, der Eingangsgröße proportionale, Frequenz umgesetzt. Diese Frequenz wird für die Dauer einer Abtastung (Sampling-Intervall) gezählt und durch ein Trigger-Signal zur weiteren Verarbeitung gespeichert.

Auch wenn das von einem VFC erzeugte Ausgangssignal hinsichtlich der Amplitude nur die logischen Werte Null bzw. Eins annehmen kann, ist die in der Frequenz enthaltene Information weiterhin wertkontinuierlich². Um einen diskreten Wert zu gewinnen, muß die Frequenz für einen Zeitabschnitt Δt gemessen werden. Möchte man den gemessenen Wert in dualer Form kodiert haben, so empfehlen sich Binär-Zähler, die während des Intervalls Δt mit den Signalen der VFCs erhöht werden³. Abbildung 3.2 zeigt das Prinzip der Analog-/Digital-Umsetzung mit Hilfe von VFCs und Zählern. Weil die Zähler während des Zeitabschnitts Δt auf jede Frequenzände-

² Eine Größe wird als kontinuierlich (nicht abzählbar) bezeichnet, wenn sie beliebige Werte annehmen kann (DIN 40146).

³ Auch wenn dieses Verfahren zunächst sehr einfach erscheint, ist es im Detail äußerst kompliziert, weil die Setup-Zeiten der Zähler nicht verletzt werden dürfen (siehe Seite 74).

nung reagieren können, enthält der Zähler nach Ablauf von Δt den mittleren Wert der Messung. Die VFC/Zähler-Digitalisierung wirkt somit integrierend⁴:

$$s_k = \frac{1}{\Delta t} \int_{\tau}^{\tau+\Delta t} s(\tau) d\tau. \quad (3.1)$$

Zwar läßt sich ein gleiches Verhalten auch mit ADCs und passend dimensionierten Tiefpaß-Filtern erreichen, jedoch bieten sie nicht die gleiche Flexibilität. So genügt eine Änderung des Intervalls Δt der Zähler bereits, um die Auflösung der Messung zu beeinflussen. Eine ADC-Lösung würde hier neue Filter und ggf. auch einen neuen Analog-/Digital-Umsetzer mit höherer Auflösung bedeuten⁵.

POESY verwendet zur Digitalisierung der Eingangssignale eine 60-Kanal Zählerkarte, die auch im Kontinuum-Backend BOGLE eingesetzt wird. Weil die Zähler auf dieser Karte mit programmierbaren XILINX-Chips⁶ realisiert wurden, konnte die Karte durch reine Umprogrammierung für die Verwendung in POESY modifiziert werden (siehe Abschnitt 3.2.1).

Um eine flexible Abtastzeit der Signale und neben dem Pulsar-Suchmode auch eine Datenaufzeichnung synchron zur Pulsar-Periode zu ermöglichen, wurde für POESY eine spezielle Timing-Karte entwickelt. Aus einer 10 MHz Referenz-Frequenz und dem T_{pp} -Signal, das den Beginn einer neuen Pulsar-Periode einleitet, generiert ein XILINX-Chip auf der Timing-Karte alle Takte und Interrupts zur Steuerung des Backends (siehe Abschnitt 3.2.2).

Damit POESY zur Pulsar-Suche eingesetzt werden kann, ist es erforderlich, die Signale vieler Eingangskanäle kontinuierlich und über einen längeren Zeitraum aufnehmen zu können. Weil hierbei nicht ein einziger Abtastwert verloren gehen darf und man Sampling-Zeiten im Mikrosekunden-Bereich benötigt, war die Verwendung von zwei CPUs nötig (siehe Abschnitt 3.2.3).

⁴ Ein ADC entnimmt einem Signal Proben, die, mathematisch betrachtet, nur für einen infinitesimal kleinen Zeitbereich gelten (vgl. Kapitel 2.4.2, Formeln 2.14 und 2.15 auf Seite 54)

⁵ Bei Signalen, die stochastisch gleichverteilt sind (*weißes Rauschen*), kann die Quantisierungsauflösung auch durch eine *Überabtastung* zusätzlich erhöht werden. Zur Verbesserung der Auflösung um w -Bits ist, statt Abtastung mit der (minimal erforderlichen) Nyquistfrequenz f_s ($f_s = 2 f_{bw}$), eine Signalerfassung mit der Überabtastfrequenz f_{os} erforderlich: $f_{os} = 4^w f_s$.

⁶ XILINX-Chips bezeichnen hoch-komplexe Logikbausteine (Field-Programmable Gate Arrays, FPGAs) von der Firma XILINX, deren Funktion im Betrieb konfiguriert werden kann.

Zum Speichern der hohen Datenraten werden im POESY-Backend zwei SCSI-Festplatten eingesetzt, die im Wechsel beschrieben werden, um die Cache-Speicher in den Festplatten-Kontrollern optimal auszunutzen (siehe Abschnitt 3.2.4).

Abbildung 3.3 faßt alle Komponenten von POESY sowie die Einbindung am 100-Meter-Radioteleskop in Effelsberg schematisch zusammen.

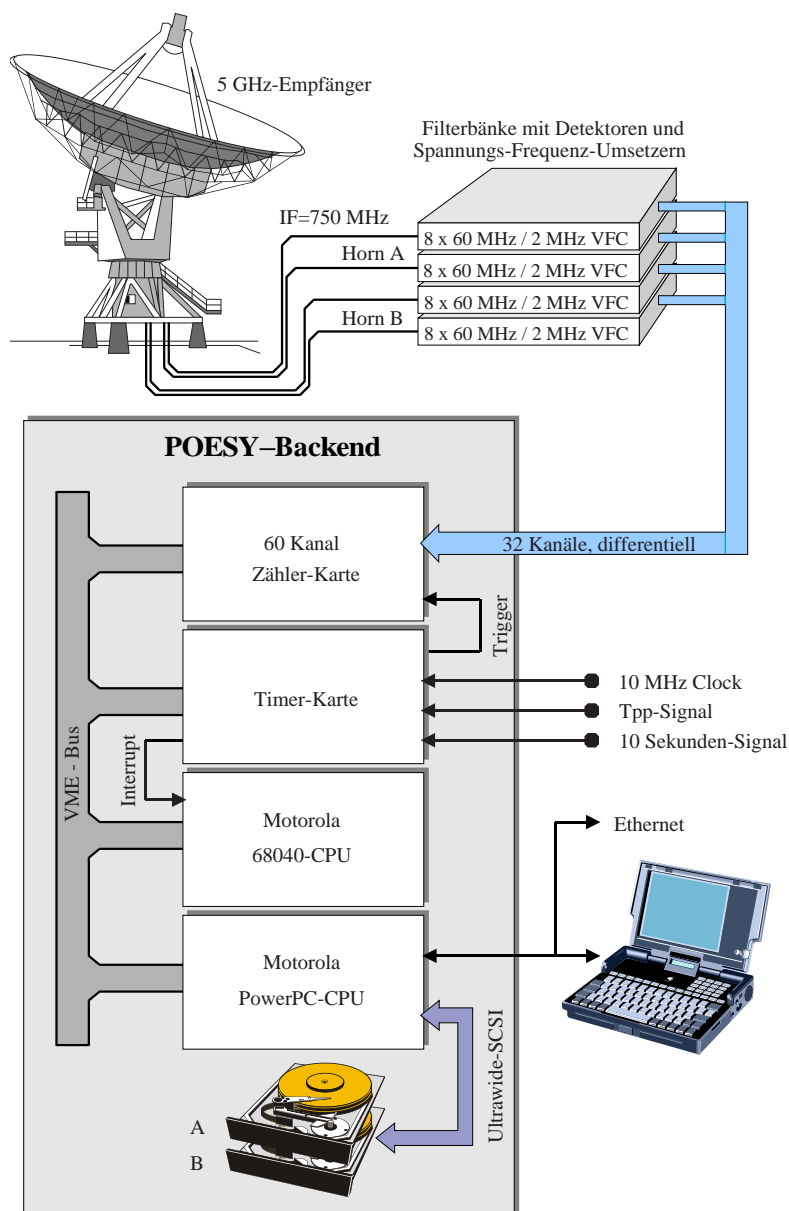
3.2.1 Zähler-Karte

Wie eingangs bereits erwähnt, kommt der Zähler-Karte eine besondere Bedeutung bei der Digitalisierung der Eingangssignale zu. Die im POESY-Backend eingesetzte 60-Kanal Zähler-Karte wurde als Diplomarbeit im Digitallabor (Mombauer 1997) entwickelt. Ziel dieser Arbeit war es, eine möglichst universell verwendbare Karte mit 32-Bit Zählern⁷ zu entwerfen, die als VMEbus-Teilnehmer (Zeltwanger 1996) unter einer einstellbaren Adresse angesprochen werden kann. Die hohe Komplexitätsdichte, die diese Vorgaben bedingen, wurden durch eine 4-lagige Platine und den Einsatz von elf programmierbaren XILINX-Chips gelöst. Neben einem XILINX, der für die Anbindung zum VMEbus verantwortlich ist (VMEbus-Interface), beinhalten die weiteren zehn XILINX-Bausteine jeweils sechs 32-Bit Zähler inklusive Ablaufsteuerung und Register zur Zwischenspeicherung der Zählwerte (siehe Blockschaltbild in Abbildung 3.4 auf Seite 70).

Anders als bei vielen Herstellern von hochkomplexen und programmierbaren Logikbausteinen, ermöglichen die Chips der Firma XILINX auch eine Konfiguration im laufenden Betrieb. Im Falle der Zähler-Karte sind die Funktionen für das VMEbus-Interface und den Zähler-XILINX in einem seriellen EEPROM⁸, das sich mit auf der Karte befindet, gespeichert. Unmittelbar nach dem Einschalten der Versorgungsspannung generieren die XILINX-Chips selbständig alle nötigen Signale zum Lesen der EEPROMs und können sich so, in Bruchteilen von einer Sekunde, selbst konfigurieren.

⁷ Bei typischen Phasenzeiten von 16 ms und VFCs, die bei Vollaussteuerung bis zu 10 MHz generieren können, ergeben sich Zählwerte von bis zu 160.000. Weil sich diese Werte nicht mehr mit 16-Bit Zählern ($2^{16} = 65.536$) erfassen lassen, werden in Kontinuum-Backends üblicherweise 32-Bit Zähler eingesetzt.

⁸ EEPROM: Electrically Eraseable Programmable Read Only Memory

**Abbildung 3.3:**

Schematischer Aufbau von POESY und dessen Einbindung am 100-Meter-Radioteleskop in Effelsberg. Abhängig von den eingesetzten Filterbänken (Breitband: 8×60 MHz, Schmalband: 8×4 MHz) kann das Backend für Beobachtungen bei 3.6 cm, 6 cm, 11 cm und 21 cm Wellenlänge genutzt werden.

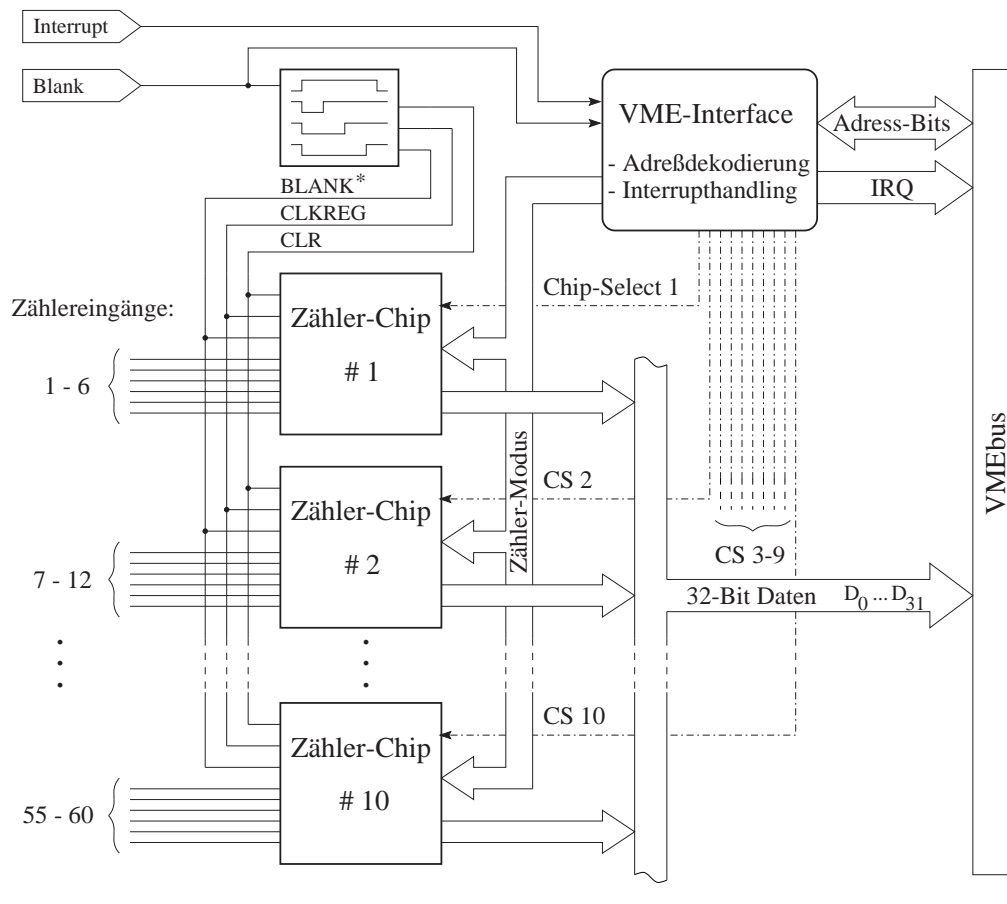


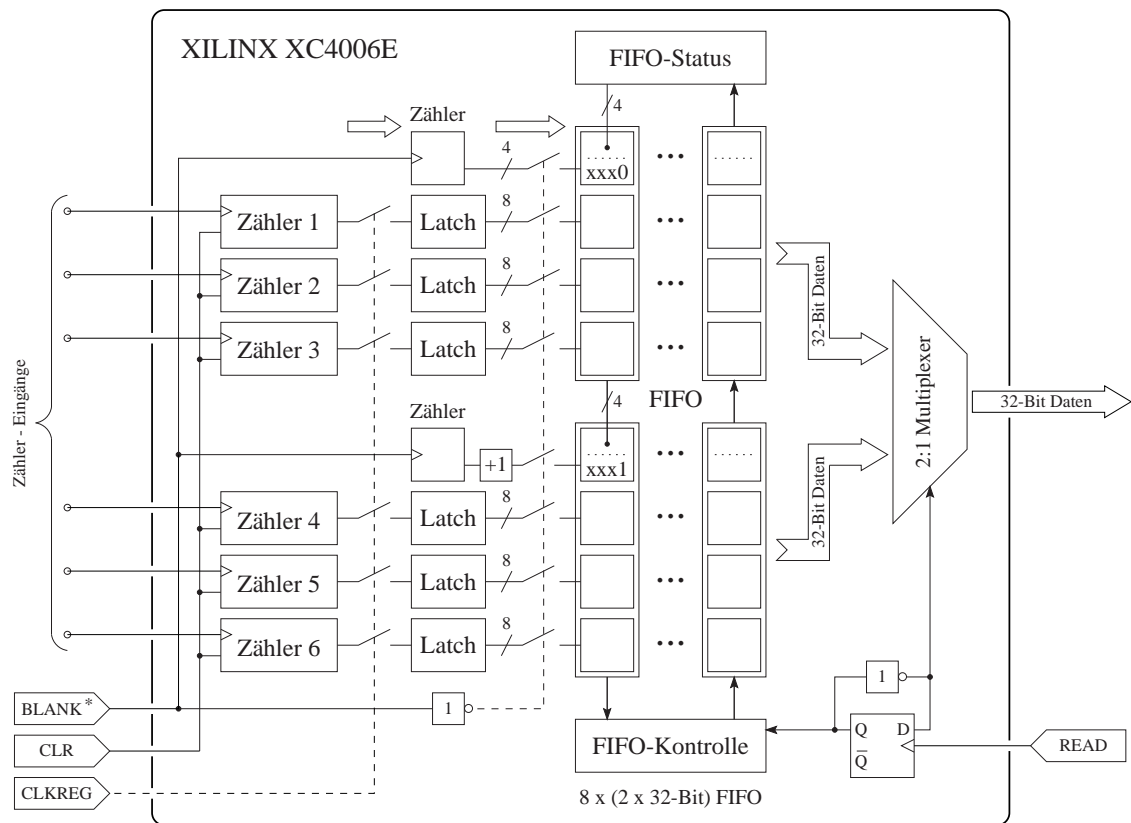
Abbildung 3.4:

Blockschaltbild der 60-Kanal Zähler-Karte.

Sowohl die Zähler-Chips wie auch das VMEbus-Interface sind mit programmierbaren XILINX-Bausteinen realisiert, wodurch sich die Zähler-Karte ohne Änderungen an der Hardware umkonfigurieren läßt.

Da die Anforderungen an eine Zählerkarte für die Verwendung in einem Pulsar-Backend anders sind als in einem Kontinuums-Backend, mußten die XILINX-Chips umprogrammiert werden. So wurden für POESY die Zähler in ihrer Breite von 32- auf 8- bzw. 4-Bit verringert⁹, wodurch sich die Datenmenge, die pro Abtastereignis ausgelesen, überprüft und gespeichert werden muß, deutlich reduzieren ließ. Weil sich das Datenvolumen und die daraus resultierende Datentransferleistung entscheidend auf die maximale Abtastrate auswirkt, war deren Verringerung ein wesentlicher

⁹ Bei einer mittleren Aussteuerung ($f_m \approx 1 \text{ MHz}$) kann die Sample-Zeit bis zu $250 \mu\text{s}$ betragen, ohne das es zu einem Überlauf eines 8-Bit Zählers kommt.

**Abbildung 3.5:**

“Zähler-Chip”: Nach der Konfiguration des XILINX enthält der Baustein sechs Zähler mit Latches zur Zwischenspeicherung, ein FIFO mit acht Speicherstufen sowie die komplette Logik zur Steuerung und zum Auslesen des Chips.

Schritt hin zu schnellen Sample-Zeiten. Zusätzlich konnten, durch die Verringerung der Zählerbreite, freigewordene Ressourcen auf dem XILINX-Chip für eine Verteilerstufe, ein acht Stufen tiefes FIFO¹⁰ und ein Konfigurationsregister genutzt werden. Abbildung 3.5 zeigt schematisch den inneren Aufbau und die Funktionsweise der XILINX-Chips nach der Konfiguration für das POESY-Backend.

Der Verteiler ist in vier Stufen programmierbar und erlaubt eine Teilung der Eingangsfrequenzen um die Faktoren 1, 2, 4 und 8. Bei langsamen Abtastzeiten und/oder starken Signalpegeln und damit hohen Eingangsfrequenzen, kann durch

¹⁰ FIFO: first-in, first-out Speicher

Setzen der Teiler ein Überlaufen der Zähler verhindert werden¹¹.

Trotz der reduzierten Datenmengen wäre ohne den Einsatz von FIFO-Speichern kein Abtasten der Eingangskanäle von unter einer Millisekunde möglich gewesen. Grund dieser Begrenzung sind die Programmunterbrechungen (Interrupts), die am Ende einer jeden Meßphase erzeugt werden, um der CPU zu signalisieren, daß neue Daten zum Abholen bereitstehen. Damit nach dem Interrupt das Programm mit dem Befehl weiter fortfahren kann, bei dem es unterbrochen wurde, müssen alle relevanten CPU-Register gesichert und nach dem Interrupt wieder rekonstruiert werden. Weil der Bau dieses Interrupt-Rahmens immer die gleiche CPU-Zeit (t_{Int}) benötigt, begrenzt er automatisch die maximale Interrupt-Frequenz auf $f_{Int} \leq 1/t_{Int}$. Zusätzlich wird die Interrupt-Frequenz auch noch von den Aktivitäten des Realzeit-Betriebssystems¹² und konkurrierenden Interrupts gemindert.

Durch die Integration von FIFO-Speichern in den Zähler-XILINXs konnte die Anzahl der Interrupts deutlich gesenkt werden, weil nun nur noch Interrupts ausgelöst werden müssen, wenn in den FIFOs kein Platz mehr für weitere Daten ist. Obwohl die Interrupt-Routine jetzt zwar pro Aufruf mehr Daten aus den Zähler-Chips auslesen muß, ermöglicht die geringere akkumulierte CPU-Zeit zum Bau des Interrupt-Rahmens dennoch höhere Abtastzeiten. Das Verhältnis von Abtast- zu Interrupt-Frequenz ist über den XILINX-Chip auf der Timer-Karte programmierbar und wird in Abschnitt 3.2.2 genauer beschrieben.

Neben der bereits beschriebenen Vorteilerstufe und den FIFO-Speichern, wurden auf dem Zähler-XILINX noch weitere Funktionen integriert, die über ein 32-Bit breites Konfigurationsregister ausgewählt werden können. Weil die Programmierung der unterschiedlichen Betriebsarten auf dem XILINX-Chip nicht zeitkritisch ist und nur einmal vor der Beobachtung vorgenommen wird, wurde das Konfigurationsregister der Einfachheit halber als Schieberegister aufgebaut. Durch Adreßzugriffe auf verschiedene Funktionen im VMEbus-Interface können die Signale zum Beschreiben der Schieberegister, unabhängig für jeden Zähler-XILINX, erzeugt werden:

¹¹ Im Normalfall sollte besser das Eingangssignal gedämpft und die Vorteilerstufe nicht genutzt werden, weil hierdurch mindestens das letzte Bit (LSB) verloren geht und dieses bereits $\sqrt{(2/\pi)} \approx 80\%$ der Information trägt.

¹² Gerade die Probleme mit dem Realzeitsystem VxWorks waren so erheblich, daß erst der Einbau einer zweiten CPU und die bewußte "Umgehung" des Betriebssystems auf dieser CPU eine akzeptable Lösung brachte (siehe Abschnitt 3.3).

$\text{Funktion} = \langle \text{Nummer des Zähler-Chips}(0 \dots 9) \rangle \times 20_{hex} + \text{Funktions-Code}$
In Tabelle B.1 auf Seite 234 wird der Zusammenhang zwischen Funktions-Code und dem erzeugten Signal gezeigt.

Tabelle B.2 auf Seite 235 listet die Zuordnung der einzelnen Bits im Konfigurationsregister und ihre Auswirkung auf die Funktion der Zähler auf.

Durch Setzen von Bit 0 können alle sechs Zähler innerhalb eines XILINX-Chips in den Differenzmodus umgeschaltet werden. In diesem Modus werden die Zähler nach dem Auslesen nicht wieder auf Null gesetzt, sondern statt dessen die Zählrichtung umgekehrt. Die Idee dieses Modus ist es, nur die Differenzen zwischen den aufeinander folgenden Zählerwerten zu messen. Weil durch diese Methode automatisch auch der Gleichanteil (Offset) aller Werte unterdrückt wird, brauchen die Filterbänke weniger gedämpft werden, da durch den Wegfall des Offsets mehr Bits für die Speicherung der Signaldynamik zur Verfügung stehen. Leider erwies sich diese Betriebsart als sehr kritisch, weil während der Messungen immer wieder Signalspitzen (z.B. durch Interferenzen) auftraten, die die Zähler zum Überlaufen brachten. Die Folge waren Sprünge in den Zeitreihen, die sich nur schwer – oft nur mit Handarbeit – wieder beseitigen ließen. Auch konnte keine nennenswerte Verbesserung im Signal-zu-Rauschverhältnis bei der Messung bekannter Pulsare beobachtet werden.

Bit 4 im Konfigurationsregister bestimmt, ob die Zähler mit 4- oder 8-Bit Breite arbeiten sollen. Im 4-Bit Modus werden zwei Meßwerte in ein Byte verpackt, wodurch sich die Datenmenge halbiert, die von der CPU abgeholt werden muß. Weil sich die Reduzierung der Daten positiv auf die maximale Sample-Zeit auswirkt, ist der 4-Bit Betrieb besonders interessant für die Beobachtung von Millisekunden-Pulsaren. In den Tabellen B.3 und B.4 auf Seite 236 sind die minimal möglichen Sample-Zeiten in Abhängigkeit vom Modus (4- oder 8-Bit) und der gewählten Kanalanzahl aufgelistet.

Ähnlich wie Bit 4 zwischen dem 4- und 8-Bit Betrieb umschaltet, können durch Setzen von Bit 5 die sechs Zähler in einem XILINX-Chip auch zu einem 48-Bit breiten Zähler kombiniert werden. Dieser Modus dient der genauen Zeitmessung, wenn POESY für das Pulsar-Timing eingesetzt wird. Hierzu sind zwei XILINX-Chips der Zähler-Karte mit dem 10 MHz Referenzsignal und zusätzlich mit dem 10 Sekunden-Signal verbunden, das die 48-Bit Zähler zurücksetzt. Weil im Timing-Modus die beiden Referenz-Zähler mit dem gleichen BLANK-Signal ausgelesen werden und der Zeitpunkt des 10 Sekunden-Signals im Header der Daten vermerkt wird, kann jedem Datensatz ein genauer Zeitpunkt zugeordnet werden.

Der Einsatz von programmierbaren Logik-Bausteinen im POESY-Backend hat sich sehr bewährt, denn viele Ideen zu sinnvollen Erweiterungen sind erst während der Entwicklung bzw. bei den Beobachtungen entstanden. Aufgrund der Flexibilität dieser Bausteine konnten alle Ergänzungen durch reines Umprogrammieren der XILINX-Chips verwirklicht werden.

Das Koinzidenz-Problem

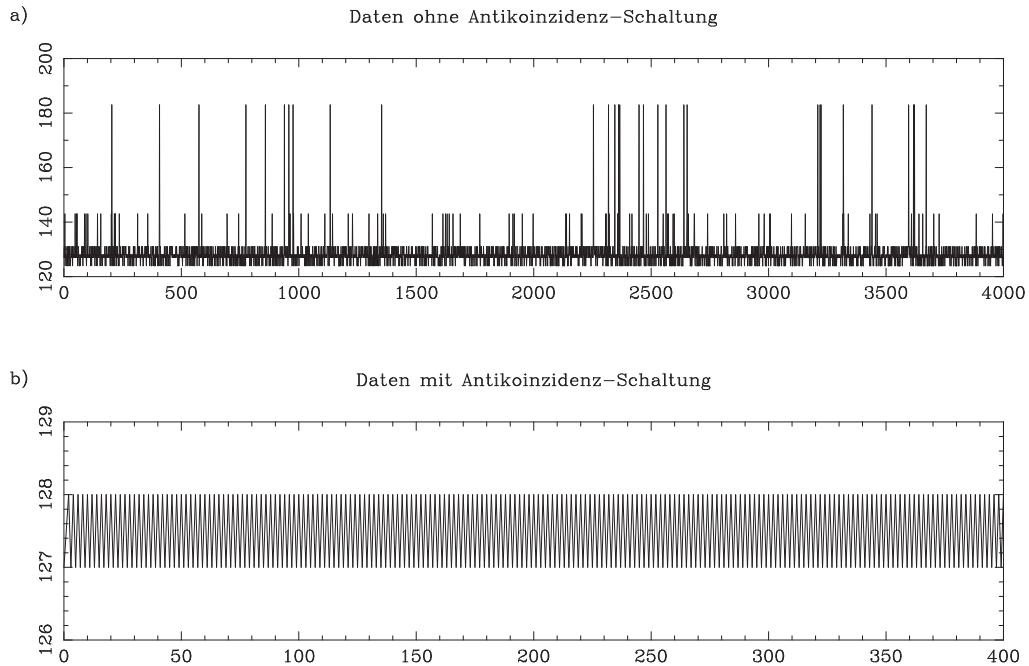
So einfach die Digitalisierung mit Spannungs-/Frequenz-Umsetzern und Binär-Zählern im ersten Moment auch erscheint, bei der tatsächlichen Realisierung sind einige Aspekte unbedingt zu beachten, um korrekte Ergebnisse zu erzielen.

Wie eingangs bereits erwähnt, wird die Kombination aus VFCs und Zählern in Effelsberg schon seit nunmehr 30 Jahren eingesetzt. Kontinuum-Beobachtungen werden ausschließlich mit diesem Verfahren durchgeführt. Aber selbst in der Autokorrelator-Technik werden VFCs und Zähler verwendet, um die beim Abtasten nicht erfaßte DC-Signalleistung¹³ (total power) zu messen.

Während bei Kontinuum-Beobachtungen oder beim Einsatz von Autokorrelatoren die Binär-Zähler in der Regel alle 16 ms oder langsamer ausgelesen werden, liegt die Ausleserate bei Pulsar-Messungen oft nur bei einigen Mikro-Sekunden. Die zeitbezogene Häufigkeit von Problemen mit einzelnen Meßwerten ist daher bei Pulsar-Beobachtungen entsprechend höher. Daß diese Probleme nicht erst mit dem Einsatz von schnellen XILINX-Chips auftreten, zeigen Korrekturfunktionen in älteren Auswerteprogrammen. So enthält bereits das von Dunc Lorimer eingesetzte LOAD-Programm zur Konvertierung von Pulsarsuch-Daten eine Option, um Meßwerte, die außerhalb eines Erwartungsfensters liegen, zu ignorieren. Auch wenn diese Funktion ursprünglich zur Unterdrückung von Störsignalen (Interferenzen) implementiert wurde, beseitigte sie auch – wenn auch eher unbewußt – ungültige Zählerwerte.

Schließlich war es ein Zufall und die akribischen Untersuchungen von Glyn Haslam, die erstmals im Labor einen ungültigen Zählwert provozierten. Ihm fielen beim Testen des Übersprechverhaltens zwischen benachbarten Eingangskanälen mit dem Bolometer-Backend BOGLE gelegentliche Sprünge – sogenannte “Ausreißer” – auf,

¹³ Mit DC-Signalleistung wird der Teil der Leistung beschrieben, der unterhalb der mittleren Leistung – in der Regel gebildet durch eine laufende Mittelwertbildung bzw. entsprechend dimensionierter Tiefpaß-Filter – liegt.

**Abbildung 3.6:**

- a) Meßwerte bei einer bewußten Verletzung der Antikoinzidenz zwischen BLANK- und VFC-Signal
- b) Der Einsatz einer Antikoinzidenz-Schaltung zeigt, daß nunmehr die Zählerwerte wie erwartet nur noch um ein Bit – dem Quantisierungsrauschen – variieren.

die sich nicht mit den Effekten, die beim Übersprechen entstehen können, erklären ließen. Weil diese Ausreißer nur sehr selten¹⁴, manchmal erst wieder nach Tagen, auftraten, war eine meßtechnische Untersuchung kaum möglich. Auch eine erneute Analyse der Meßergebnisse aus Effelsberg, ohne die übliche Clip-Funktion zur Unterdrückung von Interferenzen, zeigte gelegentlich Meßwerte, die nicht als normale RFI-Störungen interpretiert werden konnten. Das Kriterium zwischen normaler Störung und ungültigem Zählerwert ergibt sich aus einer Fourier-Analyse des Ausreißers und der Gesamtdynamik des Systems (Empfänger, Detektoren, VFCs und der Abtastfrequenz des Backends). Während die Gesamtdynamik des Systems, im wesentlichen auf Grund der Detektoren, im unteren Kilo-Hertz Bereich liegt, zeigten die einzelnen Ausreißer Spektralanteile von einigen Zehn Kilo-Hertz.

¹⁴ Das seltene Auftreten von Ausreißern bewirkt bei einem integrierten Spektrum ein erhöhtes spektrales Rauschen bei besonders niedrigen Frequenzen. Aus diesem Grund wird diese Art von Störung, in Anlehnung an das Farben-Spektrum von Licht, auch als *rotes Rauschen* bezeichnet.

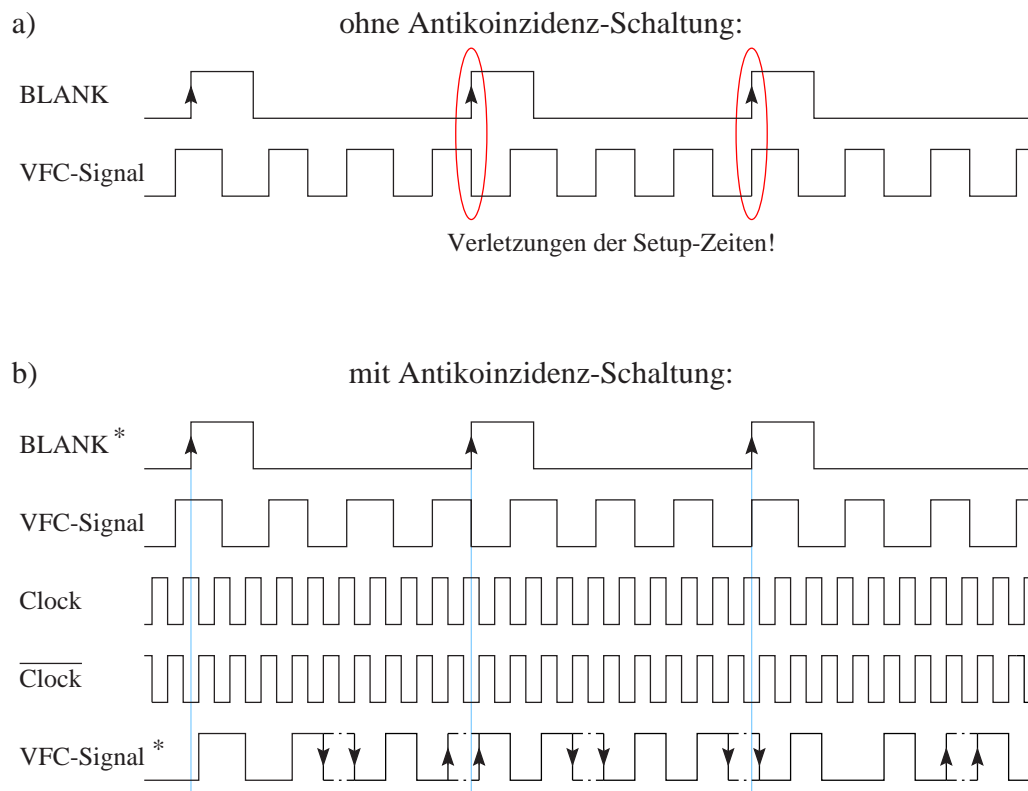


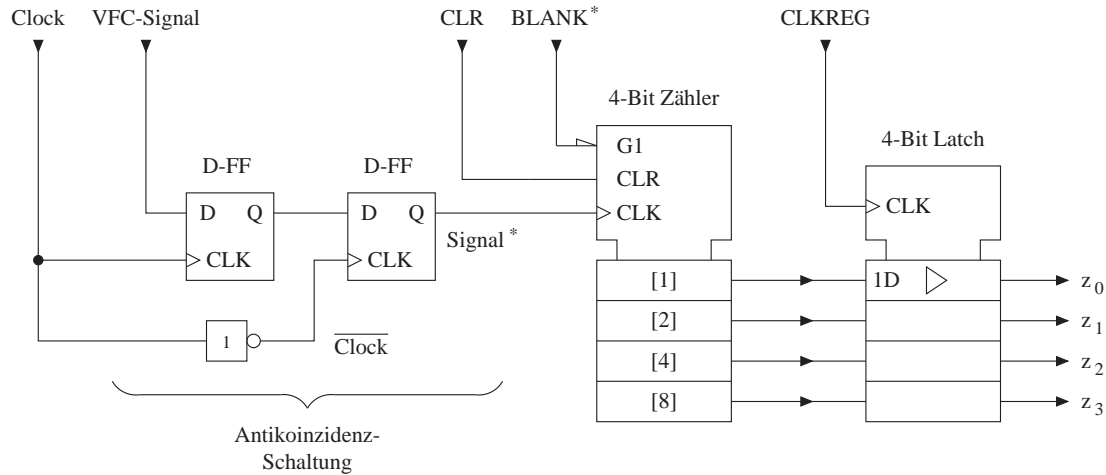
Abbildung 3.8:

- a) Weil BLANK- und VFC-Signal nicht zueinander synchronisiert sind, kann ein Aufeinandertreffen der Flanken beider Signale nicht ausgeschlossen werden (rote Markierungen).
- b) Durch die Synchronisation mit einem gemeinsamen Takt (Clock) wird ein zeitlicher Mindestabstand der Signalfanken von BLANK- und VFC-Signal garantiert.

es immer dann zu metastabilen Zuständen, wenn die Signalfanken der Enable-Eingänge und des Taktes¹⁶ zu dicht aufeinander folgen.

Dieser Fall ist im oberen Teil des Zeitdiagramms in Abbildung 3.8 nochmals rot markiert. Die einzige Möglichkeit, das Aufeinanderfallen der BLANK- und VFC-Signale zu vermeiden, liegt in einer Synchronisation der ursprünglich asynchron zueinander liegenden Signale. Hierzu werden die VFC-Eingangssignale, wie auch das BLANK-Signal, mit einer höheren Frequenz, die dem Nyquist-Kriterium genügt, so

¹⁶ Bei POESY sind die VFC-Eingänge auf die Taktleitungen (CLK) und das BLANK-Signal auf den Enable-Eingang der Zähler verdrahtet. Die in Abbildung 3.7 mit C_E und RCO (Ripple Carry Out) bezeichneten Signale dienen zur Kaskadierung von mehreren Zählern.

**Abbildung 3.9:**

Zähler-Schaltung mit Koinzidenz-Unterdrückung: Durch Abtasten der VFC-Signale, mit einem zum BLANK synchronisierten Takt, kann das Aufeinanderfallen der Flanken von BLANK- und VFC-Signal verhindert werden.

“abgetastet”, daß deren Flanken mindestens eine halbe Taktperiode¹⁷ zueinander versetzt werden. Die in Abbildung 3.9 dargestellte Antikoinzidenz-Schaltung realisiert diese Forderung mit zwei in Reihe verschalteten Flip-Flops¹⁸, die jeweils mit den complementären Taktflanken arbeiten. Abbildung 3.8 b) zeigt das zeitliche Verhalten dieser Schaltung.

Das durch die Antikoinzidenz-Schaltung verursachte Jittern des VFC-Signals* ist statistisch gleichverteilt und beeinflußt daher nicht die Qualität der Messung. Umfangreiche Analysen und Auswertungen der Spektren bestätigten dies zusätzlich.

Weil die XILINX-Chips auf der Zähler-Karte nicht mehr genügend Kapazität zur Implementierung der Synchronisations-Schaltung boten, wurde für POESY eine Zusatzplatine entwickelt, welche die Antikoinzidenz in konventioneller Technik realisiert.

¹⁷ für die Abtastfrequenz f_a muß gelten: $f_a \leq \frac{1}{2 \cdot (t_{PD} + t_{DS})}$

¹⁸ Weil Clock- und VFC-Signal am ersten Flip-Flop noch asynchron zueinander sind, können Setup-Verletzungen und instabile Zustände erst nach dem zweiten Flip-Flop vermieden werden.

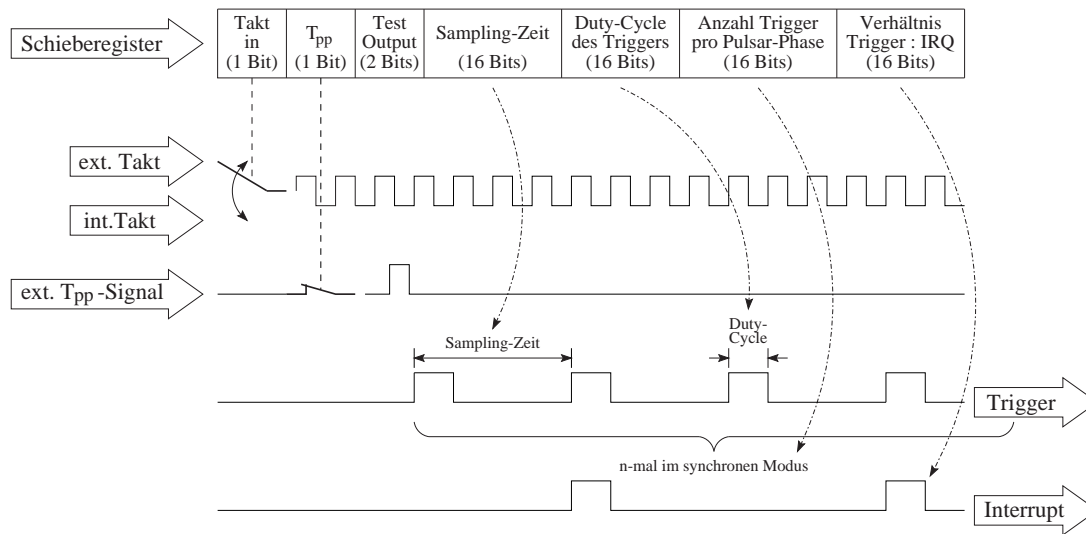
3.2.2 Timer-Karte

Für die Generierung aller Taktsignale, die in Verbindung mit der Zähler-Karte (siehe Abschnitt 3.2.1) die Abtastdauer der VFC-Eingangssignale und die Auslesezeiten der FIFO-Speicher bestimmt, wurde für POESY eine spezielle Timer-Karte entwickelt. Ähnlich der Zähler-Karte basiert auch die Timer-Karte auf programmierbaren XILINX-Chips: Ein XILINX bedient die Schnittstelle zum VMEbus (VMEbus-Interface) und ein zweiter XILINX (Timer-Chip) ist für die Erzeugung der Steuersignale (Trigger und Interrupt) zuständig.

Anders als bei der Zähler-Karte wurde jedoch nur das Programm für das VMEbus-Interface fest in einem seriellen EEPROM abgelegt; die Konfiguration des zweiten XILINX, der die beiden Steuersignale erzeugt, erfolgt erst während der Boot-Phase von POESY. Anfänglich war diese Option für Testzwecke gedacht, um zum einen das Design des Timer-Chips schneller modifizieren zu können und zum anderen die Möglichkeiten von *rekonfigurierbarer Hardware* zu studieren. Weil die Ergebnisse dieser Tests durchgängig positiv verliefen, wurde in allen folgenden Projekten, die XILINX-Bausteine und CPUs kombinieren, von dieser Möglichkeit der Konfiguration Gebrauch gemacht. Die Vorteile der rekonfigurierbaren Hardware sind gut vergleichbar mit denen von programmierbaren Universal-Rechnern: Während man in den Anfangszeiten der Computer noch Maschinen mit festverdrahtetem Programm für nur eine Aufgabenstellung konstruierte, dominiert heute der universelle Computer, der, je nach eingesetzter Software, verschiedene Funktionen erfüllen kann. Ein großer Anteil der zukünftigen Hardware wird ebenfalls universell verwendbar sein – alleine die Konfiguration der Chips wird dann die Funktion der Schaltung bestimmen.

Der Timer-Chip erzeugt das Trigger- und Interrupt-Signal aus einer 10 MHz Referenzfrequenz¹⁹, die wahlweise über den externen Takteingang eingespeist werden kann oder von einem eingebauten Oszillator generiert wird. Intern realisiert der Timer-XILINX die Signalerzeugung mit Hilfe eines 16-Bit Zählers sowie Registern und Compare-Einheiten, die bei Erreichen der eingestellten Werte einen Signalwechsel an den Ausgängen bewirken. Geladen werden die Register, wie bei der Zähler-Karte, durch ein großes Schieberegister, das über das VMEbus-Interface bedient

¹⁹ POESY kann auch mit anderen Referenzfrequenzen arbeiten. In diesen Fällen muß dem Backend mit dem Befehl *xclk* (siehe Anhang B.3) die verwendete Frequenz mitgeteilt werden, damit alle internen Abläufe (z.B. Abtastzeit, Interruptrate) richtig berechnet werden.

**Abbildung 3.10:**

Funktion des Timer-Chips zur Trigger- und Interrupterzeugung

wird. In Tabelle B.5 auf Seite 237 sind die verschiedenen Funktionen des VMEbus-Chips mit zugehörigem Adressoffset angegeben. Aus Gründen der einfacheren Implementierung wurden die meisten Teile des Schieberegisters in 16-Bit Segmente unterteilt, die jeweils verschiedene Eigenschaften der Ausgangssignale beeinflussen. Zwei zusätzliche Bits erlauben die Wahl zwischen interner bzw. externer Referenzfrequenz und der Datenaufzeichnung synchron zur Pulsar-Periode (siehe Abbildung 3.10). Weitere zwei Bits dienen nur für Testzwecke bei der Entwicklung des XILINX-Chips, indem sie zwei LEDs ein-/ausschalten.

Wie die Zeitdiagramme in Abbildung 3.10 zeigen, ergibt sich die Sampling-Zeit durch den Abstand von zwei aufeinander folgende positive Flanken des Trigger-signals. Während der Zeit, des mit *Duty-Cycle* bezeichneten Signalabschnittes, sind die Zähler gestoppt und ihr Inhalt wird in die FIFO-Speicher, zur weiteren Verarbeitung, übertragen. Die eigentliche Integrationsdauer der Empfangssignale ergibt sich daher aus der Differenz von Sampling-Zeit und Duty-Cycle. Weil die typische Dauer eines Duty-Cycle nur wenige Mikro-Sekunden beträgt und damit im Bereich der Genauigkeit der VFCs liegt, kann ihr Einfluß auf die Empfindlichkeit einer Messung vernachlässigt werden.

Das Verhältnis von Trigger- zu Interrupt-Signal bestimmt, nach wievielen Abtastintervallen eine Interrupt-Funktion ausgelöst wird, um die Zählerwerte aus den FIFO-Speichern auszulesen. Weil die auf den Zähler-XILINX implementierten FIFOs eine maximale Tiefe von acht Stufen haben, ist jeder Wert größer Acht unsinnig und wird deshalb bei der Konfiguration des Timer-Chips ignoriert. Praktische Tests zeigten, daß ein Taktverhältnis zwischen zwei und drei die besten Ergebnisse im Hinblick auf Abtastgeschwindigkeit und Zuverlässigkeit lieferte (siehe auch Tabellen B.3 und B.4 auf Seite 236).

Wird POESY synchron zur Pulsar-Periode (T_{pp} -Bit = 1) betrieben, so muß neben den Einstellungen zu Trigger und Interrupt auch noch die Anzahl der Bins innerhalb einer Periode im Schieberegister gesetzt werden. Jedes Bin (1 ... max. 65535) beschreibt genau ein Teilintervall innerhalb der gesamten Pulsphase. Damit sich die einzelnen Bins von jeder Periode immer auf das gleiche Phasenstück beziehen, benötigt das Backend zusätzlich noch den Triggerzeitpunkt (externes T_{pp} -Signal), der den Beginn einer neuen Pulsar-Periode angibt. Der Vorteil dieser Beobachtungsmethode ist, daß die einzelnen Phasenstücke direkt zu einem mittleren Pulsprofil aufaddiert werden können. Zusammen mit der in Software implementierten on-line De-Dispersion, ist POESY damit in der Lage, auch Daten für eine spätere Timing-Analyse und für Flußmessungen (Kalibration) zu erzeugen. Um eine gute Kontrolle der Datenqualität bereits während der Beobachtung zu erhalten, kann das sich entwickelnde Pulsprofil auf dem in POESY eingebauten TFT-Display (siehe Abbildung 3.14, Seite 93) angezeigt werden.

3.2.3 CPUs

Um die hohen zeitlichen Anforderungen an das Auslesen der Zähler-Chips zu garantieren, aber gleichfalls auch ein kontinuierliches Abspeichern der Meßdaten auf die Festplatten zu ermöglichen, arbeitet POESY mit zwei Mikroprozessoren (CPUs). Beide CPU-Karten, wie auch die eingesetzten Prozessoren, wurden von der Firma Motorola entwickelt.

Für das interruptgesteuerte Auslesen der Zähler-XILINXs kommt ein MVME-147

Board mit dem CISC²⁰-Prozessor M68040 zum Einsatz; für alle weiteren Aufgaben wird eine MVME-1604 Karte mit der RISC²¹-CPU PowerPC (PPC) verwendet.

Der Einsatz von zwei oder mehr CPUs sollte nur gewählt werden, wenn unter keinen Umständen die geforderte Aufgabe mit einem Prozessor gelöst werden kann, denn der Entwicklungsaufwand eines Multiprozessor-Systems ist außerordentlich komplex und Fehler sind nur sehr schwer zu lokalisieren. Im Falle von POESY mußten zwei CPUs verwendet werden, weil das Realzeitverhalten des eingesetzten Betriebssystems nicht der geforderten Interrupt-Reaktionszeit²² genügte. Der Konflikt ließ sich nur durch die zweite CPU lösen, bei der während der Datennahme das Betriebssystem “abgeschaltet” wird, um kürzere, aber besonders auch deterministische, Interrupt-Antwortzeiten zu erhalten (siehe Abschnitt 3.3).

Alle weiteren Aufgaben, die eine nicht so dringliche Einhaltung von Reaktionszeiten erfordern, werden von der PowerPC-CPU, mit Unterstützung durch das Betriebssystem VxWorks, bearbeitet:

- Lesen, Überprüfen und Skalieren der Meßwerte, die von der MVME-147 Karte geliefert werden
- Verteilen und Schreiben der Meßdaten auf die beiden Festplatten, die über den auf der MVME-1604 integrierten SCSI-Controller angeschlossen sind
- Pflege des TCP/IP-Stacks zur Anbindung des Backends an das Ethernet
- Generierung der grafischen Oberfläche und Update der Beobachtungswerte auf dem in POESY integrierten TFT-Display
- Systemkontrolle des VMEbus und Steuerung der Datennahme

Weil die Anforderungen an den Datenaustausch zwischen den beiden CPU- Karten, aufgrund der Datenrichtung und -menge, sehr unterschiedlich sind, wurden zwei

²⁰ CISC (complex instruction set computer) ist die Sammelbezeichnung für konventionelle Prozessorarchitekturen mit einem großen Vorrat an komplexen Maschinenbefehlen verschiedener Länge, deren Abarbeitung oft viele Taktzyklen benötigt.

²¹ RISC (reduced instruction set computer) ist eine Prozessorarchitektur mit einem vergleichsweise kleinen Vorrat von sehr einfachen Maschinenbefehlen, die meist in ein bis drei Prozessorzyklen abgearbeitet werden können. Durch parallele Befehlsinterpretation und -ausführung wird ein Durchsatz von durchschnittlich drei bis vier Prozessoroperationen pro Taktzyklus erreicht.

²² Die Interrupt-Reaktionszeit (interrupt latency) definiert die maximale Dauer vom Eintreffen des Interrupts bis zu seiner programmtechnischen Bearbeitung.

verschiedene Verfahren des Datentransfers implementiert:

MVME-1604 \implies MVME-147:

Weil diese Datenrichtung nur zur Übermittlung von Steuerparametern dient und daher keine hohen Ansprüche an die Geschwindigkeit stellt, werden die Daten mit einer virtuellen Ethernet-Verbindung über den VMEbus übertragen. Dieser Weg macht die Kommunikation für den Programmierer sehr einfach, weil Fehlerfälle, Timing und Synchronisation von Seiten des Betriebssystems behandelt werden.

MVME-1604 \longleftarrow MVME-147:

In diese Richtung sind die Forderungen an die Datentransfergeschwindigkeit deutlich größer, weil alle Zähler- und Kontrollwerte, je nach Betriebsmode, mehrere Tausend Mal pro Sekunde übertragen werden müssen. Außerdem steht für die Datenübermittlung keine Unterstützung durch VxWorks zur Verfügung, weil dieses zur Einhaltung der Interrupt-Reaktionszeiten während der Messung nicht aktiv sein kann. Aus diesen Gründen wurde ein Teil des Hauptspeichers der MVME-1604 Karte auf den VMEbus “eingeblendet”, so daß die CPU auf dem MVME-147 Board diesen Speicherbereich direkt adressieren kann. Weil durch die Abschaltung des Betriebssystems während der Messung auch keine Unterstützung zur Datensynchronisation mehr zur Verfügung stand, wurde die von Dijkstra entwickelte Lösung zur Behandlung des *Producer-Consumer-Problems* mit einem Ringbuffer implementiert (Dijkstra 1965). Das Hauptproblem bei diesem Weg war der Prozessor-Cache der PowerPC-CPU, der immer wieder alte Meßwerte hervorbrachte und so zu mancher “Überraschung” bei der Datenauswertung beitrug. Erst das explizite Ausschalten des Caches löste dieses Problem.

3.2.4 SCSI-Laufwerke

Die Anforderungen an Festplatten in einem Backend, das zur dauerhaften Aufzeichnung von Meßdaten – oft über mehrere Stunden – verwendet wird, sind anders als von PCs und UNIX-Rechnern. Diese Diskrepanz wird besonders deutlich bei den Angaben zu den technischen Details einer Harddisk. So beziehen sich Datentransferraten oft nur auf eine bestimmte Datenmenge; wird diese Menge aber vergrößert,

so sinkt die Datenrate nicht selten dramatisch. Die Erfahrungen bei der Entwicklung von POESY haben gezeigt, daß viele technische Angaben unbrauchbar sind und erst eine experimentelle Messung, unter realen Bedingungen, brauchbare Werte für den Festplatteneinsatz in Backends liefern. Die durchgeführten Messungen brachten drei Abstufungen der Transferraten bei schreibendem Zugriff auf eine Festplatte hervor:

1. Solange der Cache-Speicher auf der Elektronik der Festplatte noch nicht gefüllt ist, können Daten mit maximaler Bus-Geschwindigkeit an die Harddisk abgegeben werden. Im Falle der in POESY eingesetzten UltraWide-SCSI-Festplatte vom Typ *Cheetah* der Firma *Seagate* sind dies knapp 20 MBytes/s.
2. Sollen mehr Daten geschrieben werden als der Festplatten-Cache aufnehmen kann, so sinkt die Transferrate um mehr als einen Faktor Drei, weil nun die Elektronik der Harddisk gezwungen ist, die Daten direkt physikalisch zu speichern.
3. Abhängig vom Plattentyp und dem noch freien Speicherplatz, gibt es im Abstand von einigen Minuten kurze Unterbrechungen beim Schreiben der Daten, weil die Schreib-/Leseköpfe der Harddisk neu positioniert werden müssen. Diese Effekte, die auch bei längeren Tests eher zufällig blieben, verursachen die größten Probleme bei der kontinuierlichen Datenspeicherung, wie sie in Backends gefordert ist.

Während die Schwankungen der Datentransferraten bei PCs und UNIX-Rechnern durch das Betriebssystem mit zusätzlichen Buffern abgefedert werden und dem Benutzer in der Regel gar nicht auffallen, müssen bei Backends andere Wege gegangen werden. Großen Erfolg brachte die Aufteilung der Datenströme auf mehrere Festplatten unter geschickter Ausnutzung der integrierten Festplatten-Caches. In POESY werden deshalb zwei 4.5 GByte große Harddisks eingesetzt, die wechselseitig mit Datenblöcken beschrieben werden, die gerade der Cachegröße (1 MByte) entsprechen. Während die erste Festplatte die Daten physikalisch speichert, kann in den schnellen Cache-Speicher der zweiten Platte und umgekehrt geschrieben werden. Um die Verzögerungen durch die Neupositionierung der Schreib-/Leseköpfe aufzufangen, wurde ein zusätzlicher FIFO-Buffer (ca. 8 MByte) vorgesehen. Damit dieser Buffer die Chance erhält seinen Inhalt auch wieder abzubauen, muß die mittlere Datenrate von POESY kleiner sein als die maximale Transferrate²³ der beiden Festplatten.

²³ mittlerer Wert über die Dauer von mindestens einer Stunde

3.3 Software

Obwohl dieser Abschnitt im Umfang deutlich geringer ausfällt, als die Beschreibung der Hardware von POESY, lag der größte Zeitaufwand bei der Entwicklung des Backends in der Erstellung der Betriebssoftware unter dem Realzeitsystem *VxWorks* von der Firma *WindRiver Systems*. Trotz der bereits gesammelten Kenntnisse über VxWorks im Rahmen meiner Diplomarbeit (Klein 1995) und mehreren erfolgreich durchgeführten Korrelator-Projekten (AK90, MACS, MACSE) mit diesem Betriebssystem innerhalb der Digitalgruppe, erforderten die Spezifikationen von POESY ganz andere und viele neue Aspekte von VxWorks:

- Einsatz von Festplatten unter VxWorks mit dem Dateisystem PFS²⁴, das speziell für dauerhaft hohe Datentransferraten optimiert wurde
- Erstmalige Verwendung einer CPU-Karte mit dem PowerPC-Prozessor, der einige Änderungen in der Entwicklungsumgebung und erhebliche Neuerungen bei der Programmierung mit sich brachte
- Interruptzeiten, die unterhalb der Möglichkeiten von VxWorks lagen und nur durch den Aufbau eines Multiprozessor-Systems zu lösen waren
- Parameteraustausch via virtuellem TCP/IP-Netz und Datenübertragung mittels Shared Memory Netzwerk über den VMEbus
- Umfangreiche Steuerungs- und Kontrollmechanismen, die besondere Unterstützung in der Netzwerk- und Grafik-Programmierung (TCP/IP, WEB-Server, VGA-Darstellung) erforderten

Weil eine vollständige Beschreibung der POESY-Software²⁵ den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde, wird nachfolgend nur auf die Kernbereiche der oben aufgelisteten Besonderheiten eingegangen.

²⁴ PFS: POESY File System (siehe Abschnitt 3.3.3)

²⁵ Die komplette Software besteht aus 19 Modulen mit mehr als 15.000 Programmzeilen in C!

3.3.1 Realzeit-Betriebssystem VxWorks

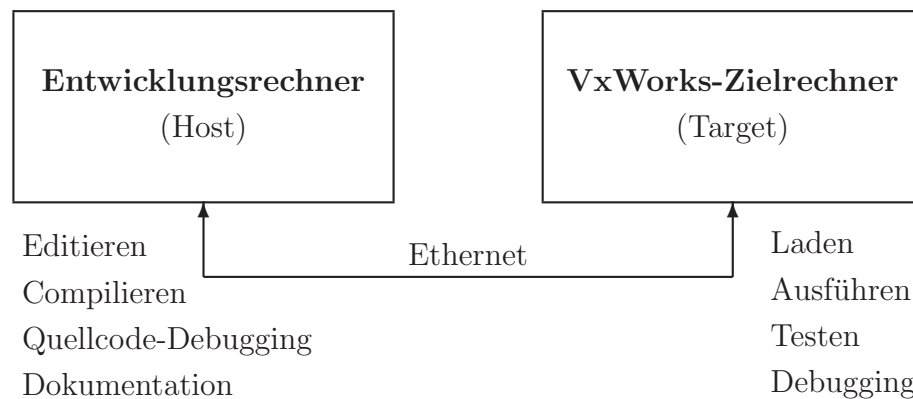
Kern der Entwicklungsumgebung *VxWorks* / *Tornado*²⁶ der Firma WindRiver Systems ist ein für Echtzeitaufgaben optimiertes Betriebssystem, das für verschiedene Rechner- und Bus-Architekturen verfügbar ist. Auch wenn das Attribut “Echtzeit” eine besonders schnelle Programmausführung suggeriert, ist Echtzeit vielmehr als *rechtzeitig* zu verstehen. Um Programmstücke rechtzeitig, also innerhalb einer kalkulierbaren Zeitspanne, zu bearbeiten, verfügen Echtzeit-Betriebssysteme über einen besonderen Programmplaner (Scheduler). Während Scheduler in Multiuser-Betriebssystemen (z.B. Unix) auf die faire Prozessorzuteilung unter den Benutzern ausgelegt sind (Zeitscheibenverfahrend), arbeiten Scheduler in Realzeit-Systemen nach fest vorgegebenen Wichtigkeiten (Prioritäten). Für die Praxis bedeutet dies, daß ein hochpriorisierter und rechenbereiter Programmabschnitt (Task) einen niedrigpriorisierten Task unterbrechen kann. Hierdurch wird den verschiedenen Tasks die CPU in deterministischer Weise zugeteilt, so daß das Verhalten des Systems im voraus bestimmbar ist. Neben dem Task-Konzept unterstützt das Realzeitbetriebssystem VxWorks auch die Ausführung von Programmstücken beim Auftreten bestimmter (externer) Ereignisse durch Interrupts.

Für den Programmentwickler bedeutet dies, daß er neben der funktionalen Richtigkeit seiner Programme auch auf eine zeitlich korrekte Abarbeitung seiner Software achten muß, indem er verschiedenen Tasks unterschiedliche Prioritäten zuteilt.

Im Gegensatz zur üblichen Programmentwicklung, bei der Entwicklungssystem und erstelltes Programm auf dem selben Rechner laufen, erfordert VxWorks / Tornado eine Cross-Entwicklung. Wie Abbildung 3.11 zeigt, dient der Host (Unix-Workstation) zur Programmentwicklung, während der unter VxWorks betriebene Zielrechner (Target) das erstellte Programm ausführt. WindRiver Systems unterstützt diese Art der Programmentwicklung mit vielen Hilfsprogrammen, die auch eine begrenzte Fehlersuche (Debugging) erlauben.

Um den vielen verschiedenen Anforderungen gerecht zu werden, wurde das Laufzeitsystem bei VxWorks stark modular gehalten (Abbildung 3.12). Das Herz des Betriebssystems ist der objektorientierte *wind*-Kernel, der eine minimierte Menge von kritischen Funktionen (Multitasking-Umgebung, Interprozeß-Kommunikation,

²⁶ Tornado bezeichnet die integrierte Entwicklungsumgebung zur Erstellung von Programmen für VxWorks; VxWorks ist das reine Realzeit-Betriebssystem

**Abbildung 3.11:**

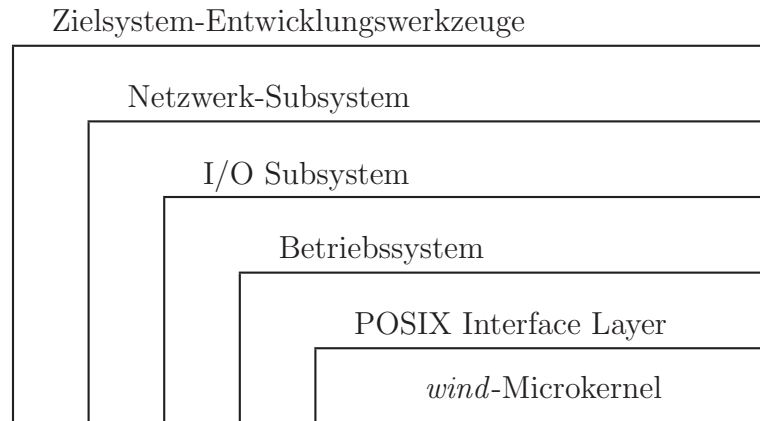
Das Konzept der Cross-Entwicklung mit Host- und Target-Rechner.

Synchronisationsmechanismen) zur Verfügung stellt. Der hierarchische Ansatz bildet alle anderen Betriebssystemfunktionen auf diese einfache Basis ab und reduziert so nicht nur die Anzahl der Funktionen, die im Kernel-Mode ablaufen müssen, sondern gibt dem System auch eine hohe Flexibilität bei der Anpassung auf verschiedene Rechnerarchitekturen.

Während der Entwicklung von POESY zeigte sich, daß die geforderten Sample-Raten nicht mit VxWorks zu realisieren sind, weil die Interrupt-Reaktionen, zum Auslesen der Zähler, zuviel Zeit benötigen. Bei statistischen Analysen der Reaktionszeiten stellte sich heraus, daß nur wenige “Ausreißer” die Probleme verursachen und die Zeiten in allen anderen Fällen sogar deutlich unter den Anforderungen liegen. Die Ausreißer ließen sich schließlich auf den *wind*-Kernel zurückführen, der mit höchster Priorität Zugriff auf die CPU bekommt. Immer wenn der Zähler-Interrupt durch die Ausführung von Kernel-Code verzögert wird, entsteht ein zeitlicher Ausreißer und damit ein Überlauf der FIFO-Speicher in den Zähler-Chips. Das Echtzeitbetriebssystem war also selbst der Grund für die Probleme²⁷. Zwei Lösungen boten sich an:

1. Vergrößerung der FIFO-Speicher auf den Zähler-Chips, um mehr zeitlichen Spielraum beim Abholen der Daten zu erhalten und ein Überlaufen der FIFOs zu verhindern

²⁷ An dieser Stelle muß betont werden, daß die Anforderungen von POESY über den Spezifikationen von VxWorks liegen. Das Projekt hätte also eigentlich mit anderen Mitteln durchgeführt werden müssen.

**Abbildung 3.12:**

Aufbau des Realzeit-Betriebssystems VxWorks.

Das Herz des Systems ist der objektorientierte wind-Kernel, der eine minimierte Menge von kritischen Funktionen zur Verfügung stellt.

2. Einbau einer zweiten CPU, die ohne Betriebssystem die schnellen Interrupt-Reaktionszeiten erzielen kann

Die erste Lösung hätte vierfach größere FIFOs bedingt und wäre nur mit anderen XILINX-Chips auf der Zähler-Karte möglich gewesen. Komplexere Chips wiederum hätten den Neubau der Zählerkarte bedeutet, weil es keine Pin-kompatiblen Bausteine gibt. Aus diesem Grund wurde die zweite Lösung gewählt und eine zusätzliche CPU (MVME-147) in POESY eingebaut, die nur für das Auslesen der Zähler zuständig ist.

Weil auch diese CPU unter VxWorks arbeiten muß, damit Programme und Konfigurationen leichter übertragen werden können, wird das Betriebssystem während der Datennahme “ausgeschaltet”. Das Ausschalten von VxWorks wird durch Umlenken des Interrupt-Vektors auf eine freie Adresse erreicht, auf der ein direkter Rücksprung steht. Hierdurch bleibt zwar die Interruptquelle zum Aufruf des Betriebssystems erhalten, aber die Verzögerung für den Zähler-Interrupt wird drastisch minimiert. Nach der Datennahme genügt das Zurücksetzen des Interrupt-Vektors auf die ursprüngliche Adresse, um VxWorks wieder “einzuschalten”.

3.3.2 Das Shared Memory Netzwerk

Damit die beiden CPUs in POESY kommunizieren können, bietet VxWorks ein virtuelles TCP/IP-Netzwerk über den VMEbus an. Realisiert wird diese Verbindung durch einen gemeinsamen Speicherbereich (shared memory), der auf den VMEbus eingebündelt und vollständig von VxWorks verwaltet wird.

Weil nur die PowerPC-CPU (MVME-1604) direkt mit dem Ethernet verbunden ist, muß die MVME-147 über die MVME-1604 kommunizieren und booten. Zu diesem Zweck bilden die beiden CPUs ein Sub-Netzwerk im lokalen Netz und die PowerPC-CPU wird als Systemkontroller und Gateway konfiguriert. Zusätzlich muß dem Boot-Host das Sub-Netz bekannt sein, damit ein korrektes Routing zur MVME-147 durchgeführt werden kann.

Beim Bootvorgang von POESY wird zunächst die PowerPC-CPU mit dem Betriebssystem und der Anwendung geladen und gestartet. Sobald auf der MVME-1604 die Gateway-Funktion aktiviert ist, bootet auch die zweite CPU und startet ihren Teil der POESY-Software. In einer anschließenden Synchronisationsphase wird die Software für beide CPUs konfiguriert und eine Verbindung zwischen den CPU-Boards über den VMEbus aufgebaut.

Eine ausführliche Beschreibung dieses komplexen Bootvorgangs mit einer detaillierten Auflistung sämtlicher Einstellungen zur Konfiguration der Betriebssystem-Kerne findet sich in der technischen Beschreibung zu POESY (Klein 2000).

3.3.3 Das POESY-Filesystem PFS

Wie in Abschnitt 3.2.4 bereits beschrieben wurde, liegen die dauerhaft erzielbaren Datenraten beim Beschreiben von Festplatten deutlich unterhalb der Herstellerwerte. Abhängig vom gewählten Dateisystem können sich die Datenraten nochmals reduzieren, weil die Verwaltung von hierarchischen Verzeichnisstrukturen zusätzlich Zeit und Speicherplatz erfordern.

Der Vorteil von hierarchischen Dateisystemen liegt in der Möglichkeit, Files in Unterverzeichnissen zu sortieren, Dateien in ihrer Größe zu verändern und mit zusätzlichen Attributen zu markieren. Abbildung 3.13 a) zeigt den Aufbau eines hierarchischen Dateisystems wie es beispielsweise unter UNIX verwendet wird. Kleine Tabellen (I-Nodes) verwalten die Datenblockadressen, indem sie die Blockadresse direkt oder

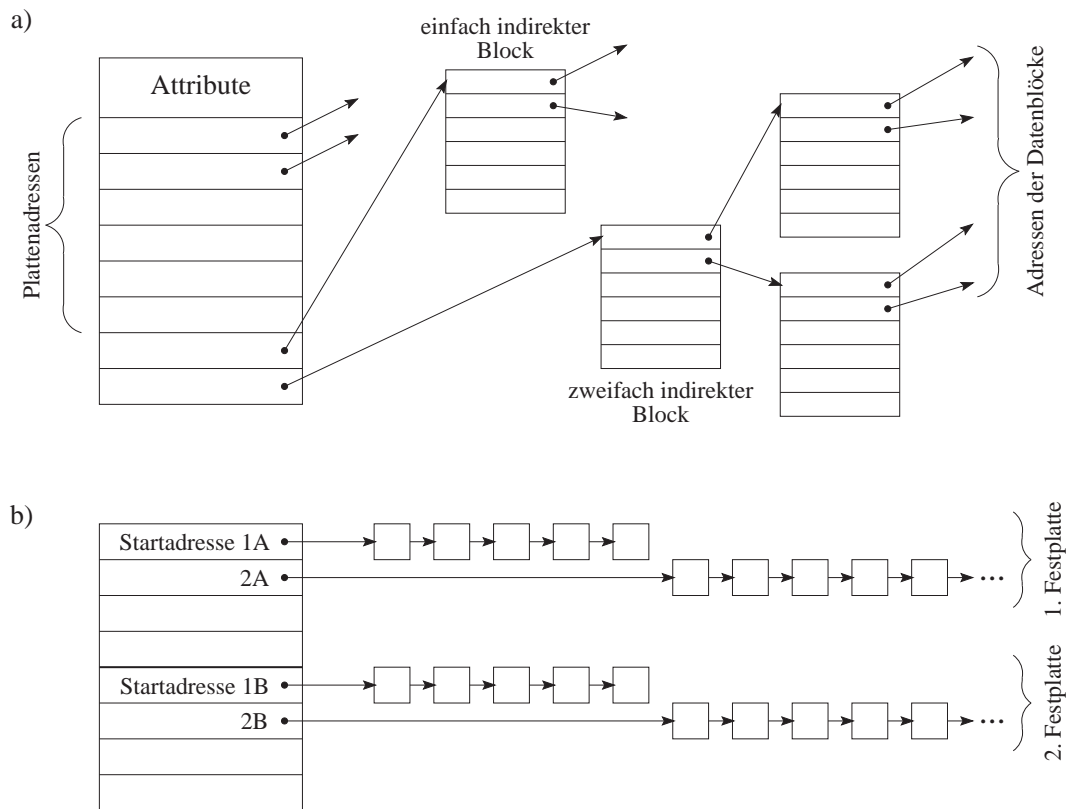


Abbildung 3.13:

- a) hierarchisches Dateisystem (z.B. UNIX)
- b) POESY File System: PFS

aber einen Zeiger auf einen weiteren I-Node enthalten. Auf diese Weise können zwar sehr flexible Strukturen aufgebaut werden, aber das Lesen/Schreiben von Daten erfordert oftmals mehrfaches Lesen von I-Nodes, bis schließlich die richtige Blockadresse zur Verfügung steht. Dieses Verfahren macht den Zugriff auf Dateien nicht nur generell langsamer, sondern oft auch zeitlich sehr unberechenbar und damit für die Anwendung in Backends wenig brauchbar.

VxWorks bietet neben einem zum Betriebssystem DOS kompatiblen Dateisystem (FAT16) nur die Möglichkeit, einzelne Sektoren einer Festplatte direkt anzusprechen. WindRiver Systems bezeichnet dieses Verfahren als *raw*-Filesystem und übergibt dem Programmierer damit die vollständige Verantwortung bei der Verwaltung der Sektoren. Weil das DOS-Dateisystem bereits bei ersten Tests deutliche Probleme

mit hohen Datenraten zeigte, wurde für POESY ein eigenes Dateisystem (PFS) entworfen, das hinsichtlich kontinuierlich hoher Transferraten optimiert wurde.

Bei PFS wurde vollständig auf die Möglichkeit von Verzeichnissen verzichtet, damit die Beobachtungsdaten in aufeinander folgende Sektoren abgelegt werden können (siehe Abbildung 3.13 b) auf Seite 90). Durch diese Vorgehensweise ergibt sich der nächste zu schreibende Sektorblock durch einfaches Inkrementieren der letzten Blockadresse, wodurch eine aufwendige Verwaltung der Blöcke durch Zeiger entfällt. PFS erreicht im direkten Vergleich mit dem von VxWorks angebotenen DOS-Filesystem eine mehr als doppelt so hohe Datentransferrate und ein deutlich deterministischeres Zeitverhalten beim Zugriff auf einzelne Sektoren.

3.3.4 Format der Beobachtungsdaten

Während der Datennahme bildet die POESY-Software aus den Rohdaten Blöcke, die im Umfang der Cache-Größe der SCSI-Festplatten entsprechen. Jeder Datenblock enthält insgesamt m Samples von jeweils n verwendeten Zähler-Chips (siehe Tabelle B.6, Seite 238). Die genaue Anzahl der Samples pro Block ergibt sich aus der eingestellten Anzahl von Kanälen und der vorgegebenen Blockgröße (in der Regel: 0.5 MBytes). Aufgrund der Struktur der Zähler-Chips (siehe Abschnitt 3.2.1) und des Ausleseverfahrens werden zunächst die unteren Kanäle eines jeden Zähler-Chips und anschließend die oberen Kanäle in den Datenblöcken gespeichert. Jedem Datenblock wird zusätzlich ein kurzer Header vorangestellt, der neben einer laufenden Blocknummer und Angaben zur Anzahl der folgenden Bytes auch eine Laufwerkskennung (Device-ID) enthält. Weil POESY die einzelnen Datenblöcke beim Schreiben abwechselnd auf zwei Festplatten verteilt, um die erforderliche Datentransferleistung zu erreichen, ist die Device-ID eine wichtige Information zum späteren Kombinieren der beiden Rohdateien. Dem ersten Blockheader einer neuen Messung wird außerdem noch eine 32-Bit Kennung (12345678_{hex}) hinzugefügt, damit die weitere Analyse-Software automatisch die Byte-Orientierung der Daten (Little- oder Big-Endian) herausfinden kann.

Neben den beiden Rohdateien erzeugt POESY noch eine Masterdatei²⁸ im ASCII-Format, die Informationen der Beobachtung und eine Tabelle zur Zuordnung der Kanäle innerhalb der Rohdateien enthält.

²⁸ Der Name der Masterdatei ergibt sich aus der aktuellen Scan-Nummer und der Endung *.mst*

Um die Meßdaten nach einer Beobachtung weiter zu verarbeiten, werden die beiden Rohdateien und die Masterdatei per FTP zu einem UNIX-Rechner übertragen und dort mit dem Programm **POESYmerge** (siehe Abschnitt 3.5) zu einer gemeinsamen Datei zusammengefügt.

3.4 Bedienung von POESY

Die Steuerung von POESY erfolgt mit verschiedenen Kommandos, die entweder direkt am Backend – über eine PC-Tastatur – oder remote via Ethernet eingegeben werden. Weiterhin unterstützt POESY auch eine menügeführte Eingabe per WEB-Interface.

Anhang B listet alle Kommandos und ihre Parameter mit ausführlicher Beschreibung auf und zeigt zudem, wie Befehlsfolgen zu Makros zusammengefaßt werden können. Zusätzlich unterstützt die POESY-Software ein Hilfesystem, mit dem zu jedem Kommando eine kurze Information abgerufen werden kann.

Um bereits während der Messung einen Überblick über die Aussteuerung (Offset und Dynamik) der einzelnen Kanäle zu bekommen, stellt POESY jeden Eingang durch farbige Säulen auf dem eingebauten TFT-Display dar. Hierbei wird auf eventuelle Überläufe der Zähler durch rot blinkende Bereichsangaben gesondert hingewiesen. Weiterhin können bis zu acht freiwählbare Eingangskanäle in Zeitdiagrammen angezeigt werden.

Abbildung 3.14 zeigt eine Momentaufnahme des TFT-Displays während einer Beobachtung mit 2×8 Eingangskanälen.

3.5 Programme zur Datenweiterverarbeitung

Durch das POESY-Filesystem PFS und die Aufsplittung der Datenströme auf zwei Festplatten entstehen während einer Messung zwei Rohdateien, die zu jedem Abtastzeitpunkt einen Block mit den Werten der ausgelesenen Zähler-Chips enthalten. Weil die Struktur dieser Blöcke recht komplex ist (siehe Tabelle B.6 auf Seite 238), wurde das Programm **POESYmerge** (Abschnitt 3.5.1) entwickelt, um beide Rohdateien und das Masterfile zu einer gemeinsamen Datei zu verbinden.

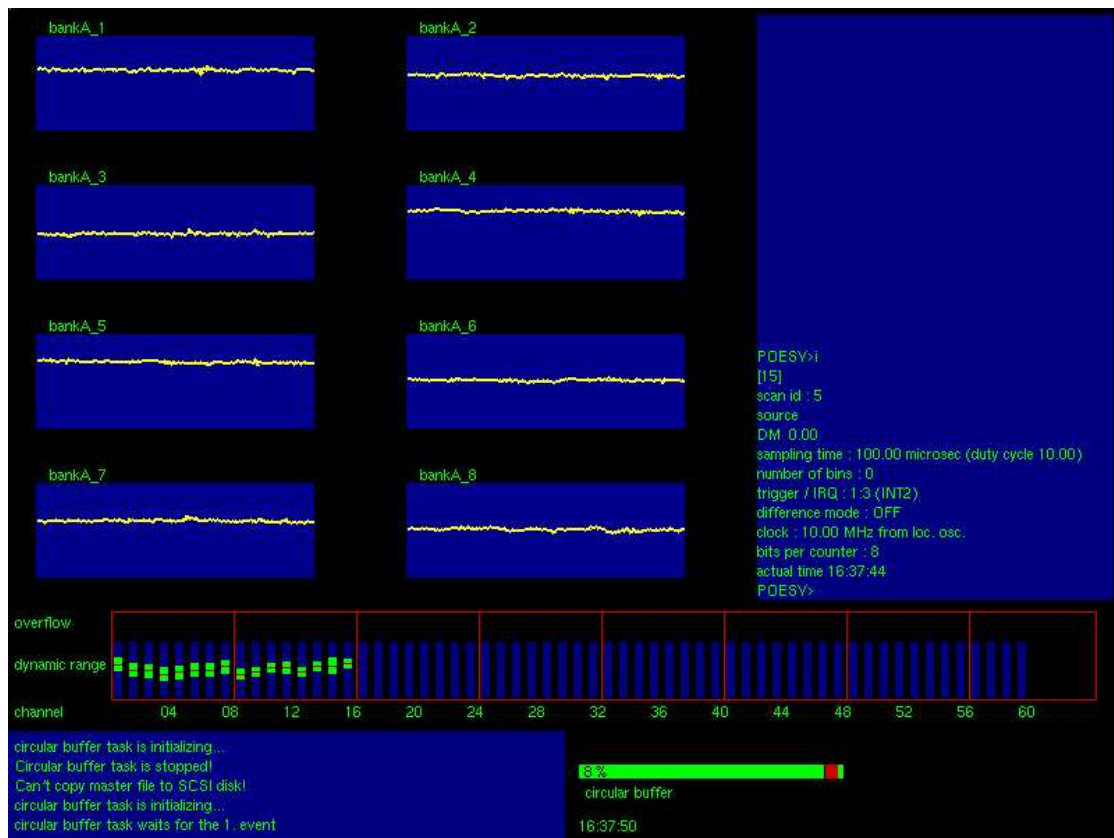


Abbildung 3.14:

POESY-Display während einer Pulsar-Suche. Die Aussteuerungsanzeigen im unteren Drittel zeigen den Wertebereich der Zähler (4- bzw. 8-Bit) und die momentane Dynamik der Eingangskanäle (grüne Balken) an. Im oberen Teil des Bildschirms können acht freiwählbare Kanäle als Zeitdiagramm dargestellt werden, um Störungen bereits bei der Beobachtung zu erkennen. Die rechte Display-Seite listet die letzten Benutzereingaben auf und unten links werden Statusmeldungen der einzelnen Tasks ausgegeben. Eine grafisch aufbereitete Füllstandsanzeige des Ringspeichers zwischen den beiden CPUs ist im unteren Teil des Bildschirms auf der rechten Seite dargestellt.

Auch das von POESYmerge erzeugte File ist noch nicht für die direkte Weiterverarbeitung durch die Analyseprogramme zur Pulsar-Suche geeignet, weil die Meßwerte noch in zeitlicher Reihenfolge gespeichert sind. Dieser Umstand macht das wiederholte Einlesen der Beobachtungsdaten langsam, weil alle nachfolgenden Programme kanalorientiert arbeiten. Für das Umformen der Meßwerte von einer zeitlichen in eine nach Eingangskanälen sortierte Folge wurde das Programm POESYsequencer (Abschnitt 3.5.2) geschrieben.

3.5.1 POESYmerge

Die Hauptaufgabe von **POESYmerge** ist das Verbinden der beiden POESY-Rohdateien und das Speichern der Beobachtungsparameter aus dem Masterfile in einer gemeinsamen Datei. Neben dieser Funktion überprüft **POESYmerge** die Daten auch auf Vollständigkeit mit Hilfe der 32-Bit breiten Checksumme²⁹, die in jedem Block-Header gespeichert ist. Sollten während einer Beobachtung einzelne Meßwerte verloren gegangen sein, so warnt **POESYmerge** den Benutzer und füllt diese Lücken mit Rauschen auf, das dem RMS der übrigen Abtastwerte des betroffenen Kanals entspricht. Durch diese Korrekturmöglichkeit bleibt gewährleistet, daß auch bei Problemen während einer Beobachtung die Daten noch zur Auswertung genutzt werden können.

Anhand einer eindeutigen 32-Bit Kennung vor Beginn des ersten Block-Headers erkennt **POESYmerge** die Byte-Ordnung der Daten, unabhängig von der Rechnerarchitektur, auf der **POESYmerge** ausgeführt wird.

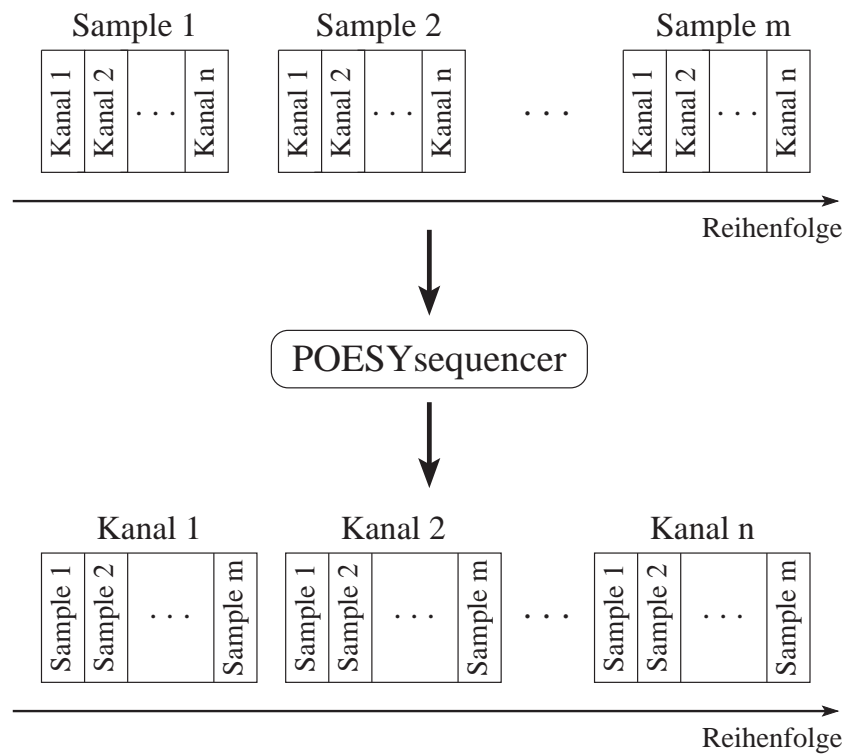
3.5.2 POESYsequencer

Die ersten Schritte bei der nachfolgenden Pulsar-Suche sind die Untersuchungen der Filterbankkanäle auf Störungen, das Addieren von Kanälen unterschiedlicher Polarisierung mit gleicher Frequenz und die Dedispersion. Weil hierbei die Meßwerte kanalweise benötigt werden – die Daten aber nach der Verarbeitung mit **POESYmerge** noch in zeitlicher Reihenfolge gespeichert werden – wurde das Konvertierungsprogramm **POESYsequencer** entwickelt. Wie in Abbildung 3.15 dargestellt, sortiert **POESYsequencer** die Meßwerte nach Kanälen und ermöglicht so ein lineares Einlesen³⁰ der Daten bei der Pulsar-Suche.

Zusätzliche Optionen von **POESYsequencer** erlauben das Aufsplitten der Daten in zwei oder mehrere Dateien für Beobachtungen mit Multibeam-Empfängern und das Umsortieren der Kanalreihenfolge. Weil in der Regel die Ausgabe von **POESYmerge** als Eingabe von **POESYsequencer** dient, wurde die Möglichkeit zur Verbindung

²⁹ Die Checksumme ergänzt das EXOR über alle Daten eines Blocks auf 00_{hex}.

³⁰ Durch das lineare Einlesen der Daten wird ein häufiges Neupositionieren der Festplattenköpfe verhindert und fehlerhafte Cache-Zugriffe vermieden. Je nach System läßt sich ein Geschwindigkeitsgewinn beim Einlesen bis zu einem Faktor Drei erzielen.

**Abbildung 3.15:**

Das Programm **POESYsequencer** konvertiert eine **POESY**-Datei in *Sample-Reihenfolge*, wie sie das Programm **POESYmerge** erzeugt, in eine nach Kanälen sortierte Datei.

der beiden Programme mittels *Pipe*³¹-Befehl vorgesehen. Hierdurch wird das Zwischenspeichern der Ausgaben von **POESYmerge** vermieden und auf Mehrprozessor-Rechnern eine parallele Ausführung beider Programme erreicht. Die folgende Befehlssequenz verbindet die beiden **POESY**-Rohdateien **d1o0001**, **d2o0001** und das Masterfile **scan0001.mst** und erzeugt zwei neue Dateien (**scan0001A.data** und **scan0001B.data**), die nach Kanälen sortiert sind:

```
POESYmerge d1o0001 d2o0001 scan0001.mst | POESYsequencer -split 2
```

³¹ Der Pipe-Befehl, unter Unix der senkrechte Strich (**|**), dient zum Verbinden der Aus-/Eingaben von Prozessen.

3.6 Technische Daten

Tabelle 3.1 listet die technischen Daten des Pulsar-Backends POESY auf. In der derzeitigen Version können bis zu 48 differentielle Eingangssignale erfaßt werden; ein Ausbau auf 96 Kanäle ist in der Software bereits vorgesehen und bedingt lediglich den Einbau einer weiteren Zähler-Karte.

POESY wird seit Herbst 1999 erfolgreich am 100-Meter Radioteleskop in Effelsberg – vorwiegend für die Pulsar-Suche – eingesetzt. Weil seit Anfang 2002 ein neues Backend (PULSAR2000, siehe Kapitel 4.2 ab Seite 103) auf Basis des *Open-Source* Betriebssystems Linux zur Verfügung steht, das die Meßmöglichkeiten von POESY einschließt, wird POESY seit dieser Zeit als Backup-System betrieben.

Technische Daten: POESY	
VFC-Eingangskanäle:	≤ 48 , Anzahl frei wählbar
max. Eingangsfrequenz der differentiellen VFC-Signale:	< 10 MHz
interne Abtastung der Eingangssignale:	20 MHz (Antikoinzidenz-Schaltung)
externe Referenz-Frequenz:	5 – 30 MHz, per Software einstellbar
Eingangszähler:	8- oder 4-Bit, konfigurierbar
minimale Abtastzeit: (Tabellen B.3, B.4, S. 236)	$\diamond 17 \mu\text{s}$ bei 4-Bit und 6 Kanälen $\diamond 68 \mu\text{s}$ bei 8-Bit und 48 Kanälen
Betriebsarten:	\diamond <i>absolut</i> (mit Mittelwert) \diamond <i>differentiell</i> (ohne Mittelwert) \diamond Pulsar-Suche (<i>asynchron</i> -Mode) \diamond Pulsar-Timing (<i>synchron</i> -Mode)

Tabelle 3.1:

Zusammenfassung der technischen Daten des Pulsar-Backends POESY

Kapitel 4

PSE₊₊ und PULSAR2000: Die Erweiterung des Pulsar-Signal-Entzerrers für die Pulsar-Suche

Bei der Entwicklung von POESY (siehe Kapitel 3) war das Ziel, ein Backend für die vorhandenen Filterbänke (Schmalband: $2 \times 8 \times 4$ MHz, Breitband: $4 \times 8 \times 60$ MHz) zu bauen, das besonders für die Pulsar-Suche optimiert ist. Neben der Suche bei 11 cm Wellenlänge in der galaktischen Ebene stand insbesondere die Suche nach Pulsaren im Galaktischen Zentrum bei 5 GHz (siehe Kapitel 6.6) beim Bau des Backends im Vordergrund.

Für eine Suche nach Millisekunden-Pulsaren (MSP) ist POESY aufgrund der erreichbaren Abtastzeiten zwar geeignet, aber die 4 MHz breiten Kanäle der Schmalband-Filterbank verursachen, bei einer Beobachtungsfrequenz von 1.4 GHz (21 cm Wellenlänge), eine zu große Pulsverschmierung für übliche Dispersionsmaße von MSPs. So würden beispielsweise die Pulse des Millisekunden-Pulsars PSR B1937+21¹ um mehr als die Hälfte der Puls-Periode pro Filterbank-Kanal verbreitert, wodurch die Suchempfindlichkeit (siehe Abschnitt 6.3) um ca. 80 % verringert würde.

¹ PSR B1937+21: $P = 1.558$ ms, $DM = 71 \text{ cm}^{-3} \text{ pc}$, $w_{50\%} = 100 \mu\text{s}$, $\Delta t_{DM}(4 \text{ MHz}) = 841 \mu\text{s}$

Aus diesen Gründen wurde der Effelsberger Pulsar-Signal-Entzerrer (PSE) erweitert, damit er nicht nur als De-Disperser, sondern zusätzlich für die Pulsar-Suche auch als Mehrkanal-Filterbank eingesetzt werden kann. Weil der PSE intern mit 10 MHz VFCs arbeitet und dadurch eine wesentlich höhere Dynamik im Vergleich zu den bisherigen Filterbänken besitzt, und außerdem im Such-Modus bis zu 60 Kanäle erfaßt werden müssen, wurde ein neues Pulsar-Backend entwickelt.

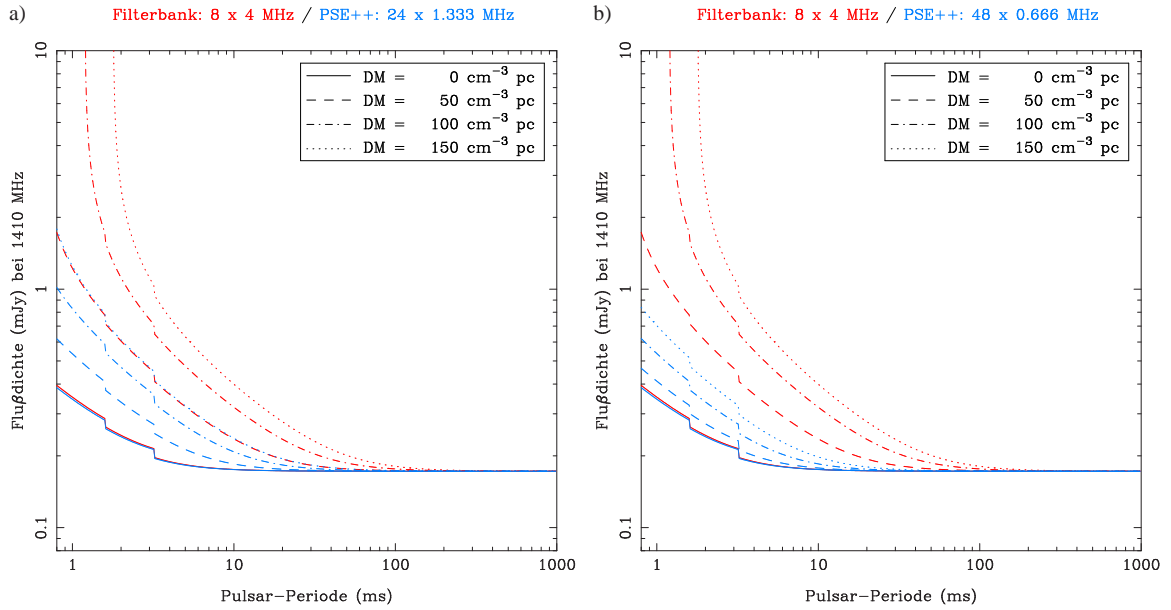
Die Erweiterung des Pulsar-Signal-Entzerrers (PSE++) und die Entwicklung des neuen Backends (PULSAR2000) wird in den Abschnitten 4.1 bzw. 4.2 beschrieben. Eine Zusammenfassung aller technischen Daten von PSE++ und PULSAR2000 wird abschließend in Kapitel 4.3 gegeben.

4.1 Die Erweiterung des Pulsar-Signal-Entzerrers

Bei der Suche nach Millisekunden-Pulsaren hat die Bandbreite der einzelnen Filterbank-Kanäle eine entscheidende Bedeutung, weil sich die Pulsverbreiterung – aufgrund der Dispersion – gerade bei sehr kurzen Perioden besonders ungünstig auf die Suchempfindlichkeit auswirkt. Weil die 4 MHz breiten Kanäle der Schmalband-Filterbank bereits eine zu große Pulsverschmierung für eine Suche nach Millisekunden-Pulsare bei 21 cm Wellenlänge bewirken, entstand die Idee zur Erweiterung des Pulsar-Signal-Entzerrers.

Der PSE in Effelsberg bietet, aufgrund eines vorgeschalteten Polarimeters, 4×60 Kanäle mit einer Kanalbandbreite von 666 kHz. Damit der PSE für die Pulsar-Suche eingesetzt werden kann, ist es erforderlich, die Signale nach der Filterung und Detektion, aber noch vor der digitalen De-Dispersionseinheit, einzeln zu entnehmen (siehe auch Abbildung 2.4 auf Seite 46). Auch wenn hierbei die Auswertung der Leistungssignale (total power) beider Polarisationen ausreicht, bedeutet dies immernoch ein Auslesen und Speichern von $2 \times 60 = 120$ Kanälen mehrere tausend Mal pro Sekunde. Selbst eine Reduktion der ursprünglichen 12 Bit Zählerwerte auf 8 Bit würde das Datenaufkommen auf nur 4 Giga Bytes pro Beobachtungsstunde senken.

Um die Datenmenge gering zu halten und weil für eine MSP-Suche bei höherer galaktischer Breite (geringere Dispersion) auch größere Kanalbandbreiten ausreichen, empfiehlt es sich, in diesen Fällen benachbarte Kanäle zu 1.333 MHz breiten Bändern zu addieren. Wie Abbildung 4.1 a) zeigt, sind die 1.333 MHz Filter eine gute

**Abbildung 4.1:**

Einfluß der Kanalbandbreite auf die maximal erzielbare Empfindlichkeit in Abhängigkeit von Pulsar-Periode und Dispersionsmaß.

Die Diagramme beziehen sich auf eine 30 Minuten Beobachtung mit dem Effelsberg-Teleskop in der galaktischen Ebene ohne Berücksichtigung von Scattering-Einflüssen.

($f_{sky} = 1410$ MHz, $T_{sys} \sim 45$ K, $Gain = 1.5$ K Jy $^{-1}$, $t_{samp} = 100$ μ s, $f_{bw} = 32$ MHz)

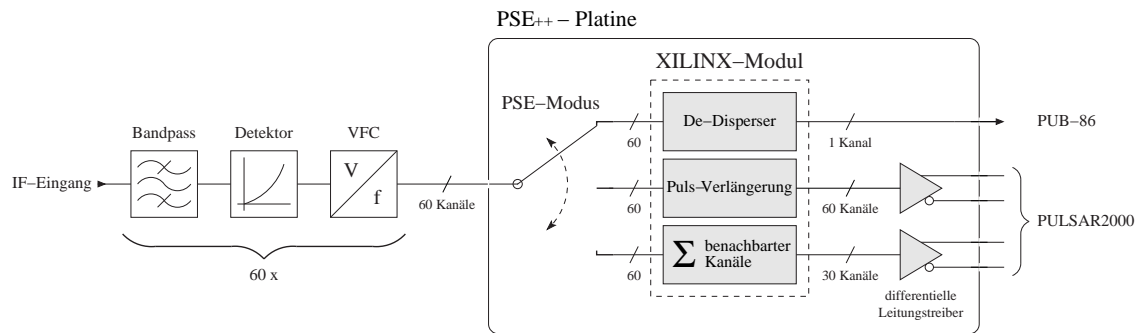
a) Vergleich: 8×4 MHz Filterbank / PSE++ mit 24×1.333 MHz

b) Vergleich: 8×4 MHz Filterbank / PSE++ mit 48×0.666 MHz

Alternative zu den 666 kHz Kanälen (Abb. 4.1 b)) und eine erhebliche Verbesserung gegenüber der 8×4 MHz Schmalband-Filterbank. Während eine Suche mit der Filterbank nach MSPs bei einer Periode von ~ 2 ms und einem $DM > 100$ cm $^{-3}$ pc praktisch keine Empfindlichkeit ($S_{min} \gg 10$ mJy) mehr bietet, ermöglicht der PSE++, selbst bei einem DM von 150 cm $^{-3}$ pc, noch Limits² von 0.6 bzw. 0.4 mJy bei einer Beobachtungszeit von 30 Minuten.

Um eine maximale Flexibilität zu erhalten und gleichfalls technisch realisierbare Datenraten zu ermöglichen, wurde die PSE-Erweiterung (PSE++) mit einer zuschaltbaren Kanaladdition entwickelt. Wie Abbildung 4.2 zeigt, kann zwischen den verschiedenen PSE-Betriebsarten (De-Disperser, 60×0.666 MHz, 30×1.333 MHz) mit einem dreistufigen Umschalter gewählt werden.

² Die Berechnung der Empfindlichkeitskurven für eine Pulsar-Suche wird in Abschnitt 6.3 ab Seite 172 beschrieben.

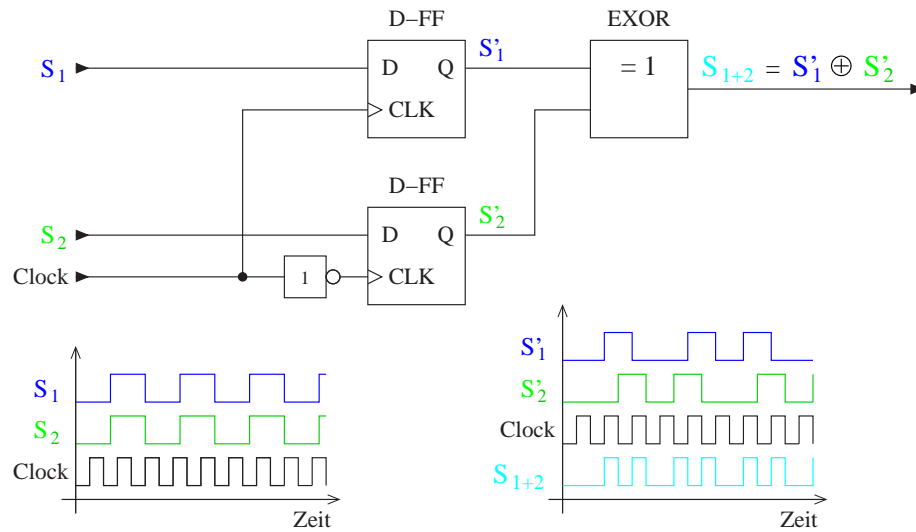
**Abbildung 4.2:**

PSE++-Blockdiagramm: Die neuentwickelte PSE++-Platine ermöglicht, je nach Beobachtungsanforderung, eine Umschaltung zwischen den Betriebsarten De-Disperser, 30 Kanal- und 60 Kanal-Filterbank.

Da die bisherige PSE-Schaltung zur De-Dispersion 10 Einsteckplatinen umfaßte und damit keinen weiteren Platz für Erweiterungen bot, wurde die komplette De-Dispersion in einen XILINX-Chip programmiert. Hierbei wurden die Erfahrungen mit den Koinzidenz-Problemen bei POESY (siehe Kapitel 64) berücksichtigt und jeder der insgesamt 60 Zähler zusätzlich mit einer Antikoinzidenz-Schaltung am Eingang ausgestattet.

Weil im Filterbank-Modus der XILINX-Chip eine ganz andere Funktion erfüllen muß als im De-Disperser-Betrieb, wurde von der Möglichkeit der rekonfigurierbaren Hardware Gebrauch gemacht (siehe auch Abschnitt 3.2.2). Hierzu wird beim Umschalten zwischen De-Disperser und Filterbank-Modus der XILINX mit der entsprechenden Konfiguration neu programmiert, wodurch sich der Schaltungsaufwand (Hardware) auf ein Minimum reduzieren ließ. Die Auswahl zwischen dem 30- bzw. 60-Kanal Suchmodus wird dem XILINX durch ein externes Signal mitgeteilt.

Obwohl im 60-Kanal Modus ein einfaches Durchführen der detektierten VFC-Signale ausreichen würde, werden die einzelnen Signale dennoch zusätzlich digital verlängert. Grund für diese Maßnahme sind die sehr kurzen Pulse, die durch die Art der VFC-Schaltung entstehen und bei der anschließenden Übertragung zum Pulsar-Backend vermeidbare Störungen durch hohe harmonische Frequenzanteile bewirken können. Durch eine digitale Abtastung der VFC-Signale mit 20 MHz innerhalb des XILINX-Chips, werden die rund 30 ns großen Pulse auf 50 ns verlängert, wodurch

**Abbildung 4.3:**

PSE++: Frequenzaddition benachbarter Kanäle mit Hilfe der EXOR-Funktion

kein Informationsverlust, der auf max. 10 MHz begrenzten Eingangssignale, entstehen kann. Die modifizierten Signale werden anschließend differentiellen Leitungstreibern (Typ 26LS32) zugeführt, bevor sie über verdrehte Flachbandleitungen zum Pulsar-Backend gelangen.

Das Zusammenfassen benachbarter Filter zu 1.333 MHz breiten Bandpässen im 30-Kanal-Betrieb wird durch Frequenzaddition der entsprechenden VFC-Signale verwirklicht. Weil die Addition zweier verschieden großer Frequenzen mit unterschiedlicher Phasenlage nur sehr aufwendig realisierbar ist, wurden die auf 50 ns verlängerten Pulse zusätzlich noch um 180° zueinander verschoben (siehe Abbildung 4.3). Diese Maßnahme garantiert, daß, unabhängig von Frequenz und Phasenlage der VFC-Signale, nie zwei Flanken zeitgleich aufeinander fallen können (Signale S'_1 und S'_2 in Abb. 4.3). Werden die so aufbereiteten Signale anschließend logisch EXOR verknüpft, entspricht dies exakt einer Frequenzaddition, weil die EXOR-Funktion³ nur dann eine logische Eins liefert, wenn die beiden Eingangsgrößen verschieden sind. Das Zeitdiagramm unten rechts in Abbildung 4.3 zeigt diesen Zusammenhang. Die

³ Die EXOR-Funktion wird auch als *Antivalenz* bezeichnet.
Es gilt: $y = x_1 \oplus x_2 = x_1 \text{ ANTIV } x_2 = (\bar{x}_1 \wedge x_2) \vee (x_1 \wedge \bar{x}_2)$

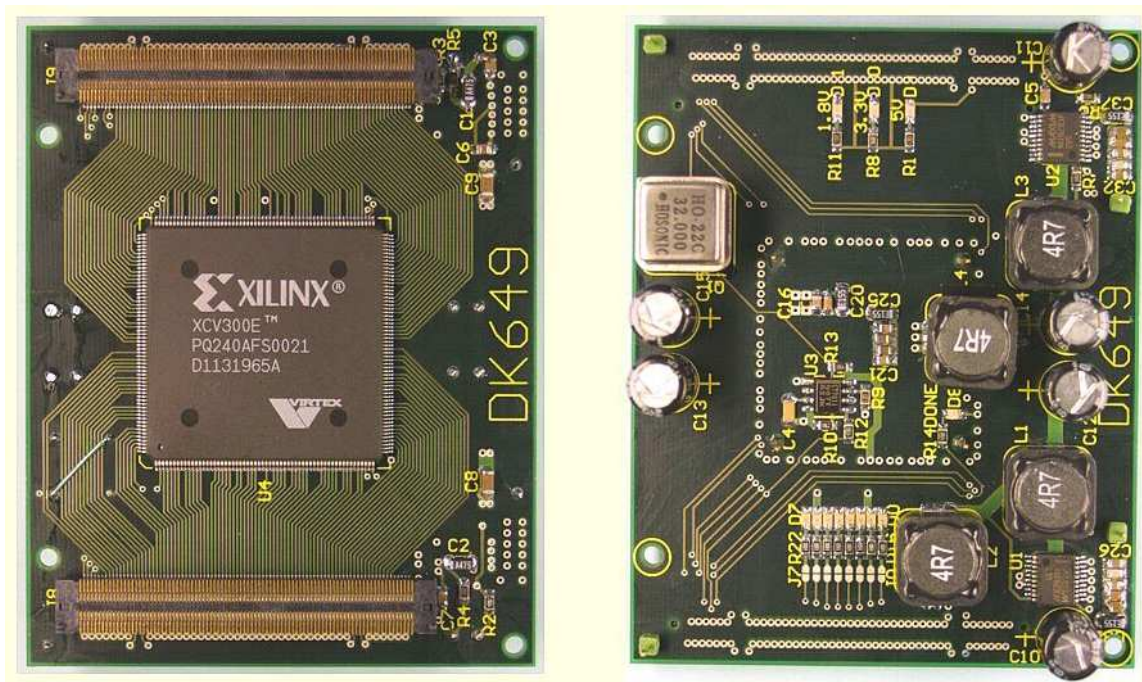


Abbildung 4.4:

- a) Vorderansicht des FPGA-Moduls mit XILINX XCV300E und Steckkontakten
- b) Rückansicht mit Schaltnetzteil zur Erzeugung der Versorgungsspannungen (1.8 und 3.3 Volt) sowie des Quarzoszillator

unterschiedlich großen Lücken im Signal S_{1+2} entstehen durch die zeitliche Quantisierung beim Abtasten der Eingangsfrequenzen – sie haben aber wegen ihrer statistischen Zufälligkeit keinen Einfluß auf die Signalqualität.

Weil durch die Frequenzaddition der ursprünglich auf 10 MHz begrenzten VFC-Signale, nun Frequenzen bis max. 20 MHz entstehen können, wurde das Übertragungsverhalten der Leitungstreiber und der verdrehten Flachbandleitungen in Labor-Tests gründlich untersucht. Weder ein mögliches Übersprechen zwischen den Leitungen noch eine erhöhte Störabstrahlung, waren bei korrekt abgeschlossenen Leitungen zu messen.

Um den Hardware-Entwicklungsaufwand so gering wie möglich zu halten, wurde für die PSE++-Erweiterung auf ein im Digitallabor entwickeltes XILINX-Modul (siehe Abbildung 4.4) zurückgegriffen. Dieses Modul vereint den XILINX-Chip inklusive Spannungserzeugung, Test-LEDs und Quarzoszillator auf einer kleinen

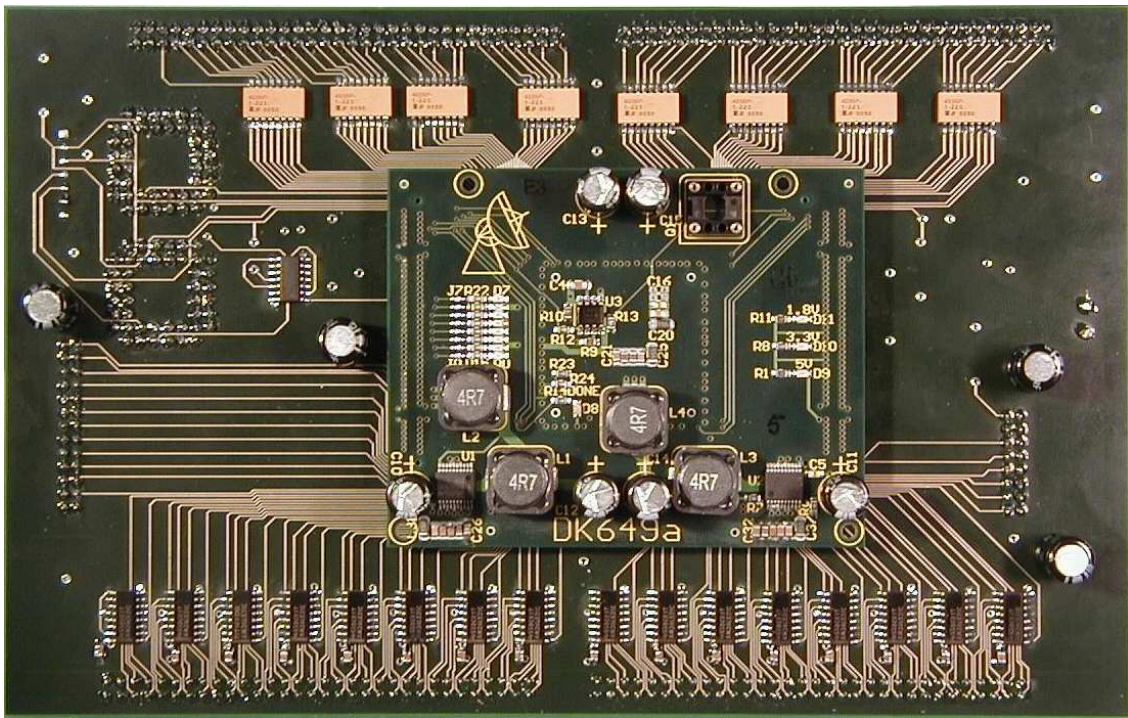


Abbildung 4.5:

PSE++-Karte mit aufgestecktem XILINX-Modul (siehe Abbildung 4.4).

Durch die Verwendung von einem komplexen XILINX-Chip konnten 10 Platinen mit insgesamt mehr als 380 integrierten Schaltkreisen (ICs) ersetzt werden und eine zusätzliche Addition von benachbarten Frequenzkanälen realisiert werden.

4-lagigen Leiterplatte und wird auch in anderen Projekten erfolgreich eingesetzt. Für die PSE++-Entwicklung wurde das XILINX-Modul auf eine Basis-Platine aufgesteckt, um auf der einen Seite die Anschlüsse zu den VFCs des PSE und auf der anderen Seite die Verbindung über die Leitungstreiber zum Pulsar-Backend zu ermöglichen (siehe Abbildung 4.5).

4.2 PULSAR2000

Erste Tests nach dem Einbau der PSE++-Entwicklung und dem Pulsar-Backend POESY zeigten, daß dieses Backend, in der jetzigen Form, nur sehr begrenzt für die Pulsar-Suche in Verbindung mit dem PSE geeignet ist. Zum einen erlauben die 48 Eingangskanäle von POESY kein Aufzeichnen der 60 PSE++-Kanäle, zum anderen

wirken die 8-Bit Zähler in POESY sehr begrenzend auf die hohe Signaldynamik der 10 bzw. 20 MHz Signale. So lassen die 8-Bit Zähler bei einer Abtastrate von $100\,\mu\text{s}$ nur eine maximal 25 %-tige (12.5 %-tige im 30-Kanal-Modus) Aussteuerung des PSEs zu, was zu einer deutlichen Minderung der Suchempfindlichkeit führt. Weiterhin hatte sich gezeigt, daß POESY am sichersten im Absolut-Modus arbeitet (siehe Abschnitt 3.2.1), in dem die Eingangssignale inklusive ihres Gleichanteils (Offset) gespeichert werden. Weil der Offset aber bei der anschließenden Analyse der Daten keine Bedeutung auf das Finden von periodischen Signalanteilen hat, wirkt er störend, da er die effektive Signaldynamik nochmals senkt.

Aus diesen Unzulänglichkeiten von POESY bei der Suche mit dem PSE++ wurde zwischen dem Aufwand einer Erweiterung von POESY und der Entwicklung eines neuen Pulsar-Backends abgewägt. Da zur gleichen Zeit der Bau eines neuen mobilen Labor-Backends zum Testen von Empfängern (MONITOR2000-Projekt) anstand, das hinsichtlich der verwendeten Hardware auch als Backend für die Pulsar-Suche geeignet wäre, fiel die Entscheidung zu einer Neuentwicklung (PULSAR2000) aus.

Die nachfolgende Beschreibung zu PULSAR2000 bezieht sich überwiegend auf die Entwicklung der Betriebssoftware und den Einsatz von Real-Time-Linux (RT-Linux) zur Lösung der Echtzeitanforderungen bei der Datennahme. Eine ausführliche technische Beschreibung der Hardware mit Schaltplänen und Anschlußbelegungen sämtlicher Stecker findet sich in Krämer & Klein (2001) und Klein (2002a).

4.2.1 Hardware

Basis der Backendentwicklung (MONITOR2000 / PULSAR2000) war erstmals ein tragbarer PC-kompatibler Rechner in einem robusten Gehäuse mit integriertem TFT-Display und abklappbarer Tastatur (siehe Abbildung 4.6). Der Rechner bietet, im Vergleich zu einem Notebook oder Laptop, Raum für bis zu 4 lange PCI-Einsteckkarten, zwei Festplatten und einem CD-ROM Laufwerk und war deshalb ideal für den Umbau zu einem Backend geeignet.

Kernstück der Hardwarearbeiten war neben der Gestaltung einer neuen Rückwand mit verschiedenen Steckern zum Anschluß von VFC- und Phasen-Signalen (BLANK / SYNC) die Entwicklung einer PCI-Zählerkarte.

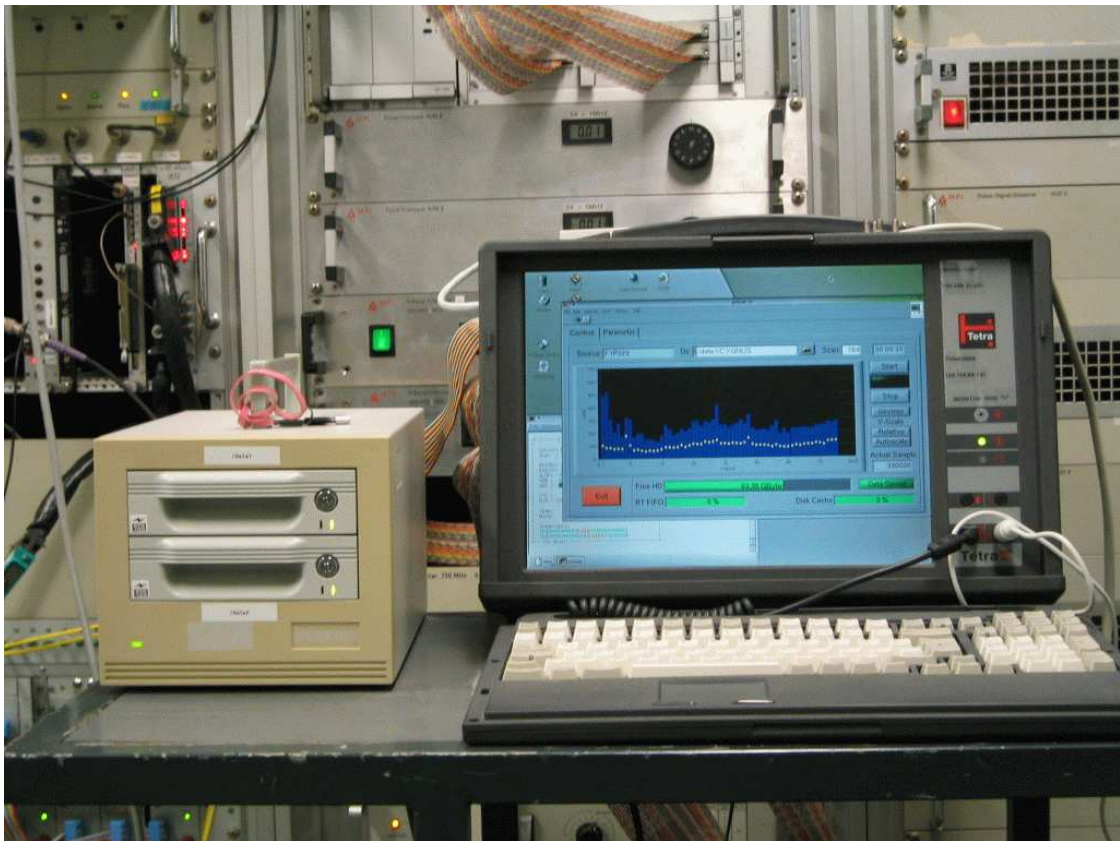


Abbildung 4.6:

PULSAR2000-Backend mit externen IDE-Festplatten (2×120 GBytes) beim Einsatz am 100-Meter Radioteleskop in Effelsberg.

Die PCI-Zählerkarte

Hauptaufgabe der PCI-Zählerkarte ist die Digitalisierung und Kodierung der eingehenden VFC-Signale durch Binärzähler, die Speicherung der Zählerwerte in FIFO-Speichern und die anschließende Weitergabe dieser Werte an das PCI-Bus Interface. Weiterhin besitzt die Zählerkarte einen Generator zur Erzeugung von Phasensignalen und acht analoge Ausgänge zur Ansteuerung von Analog-Schreibern (Chart-Recordern).

Der Löwenanteil dieser Aufgaben wird durch einen XILINX-Chip erledigt, der, ähnlich der PSE++-Schaltung, in Form eines XILINX-Moduls (siehe Abbildung 4.4) auf die PCI-Basisplatine aufgesteckt wird. Gesteuert wird der XILINX durch einen Mikrocontroller (Infineon C517 A), der ebenfalls in Form eines MiniModuls auf

das PCI-Basisboard gesteckt ist. Die Verbindung zwischen PC und XILINX übernimmt ein PCI-Interface-Baustein⁴ der Firma Kolter-Elektronik, der sich in den I/O-Bereich des Prozessors einblendet. Der Aufbau der PCI-Zählerkarte ist im unteren Teil von Abbildung 4.7 nochmals schematisch dargestellt und in Klein (2002a) mit allen technischen Details dokumentiert.

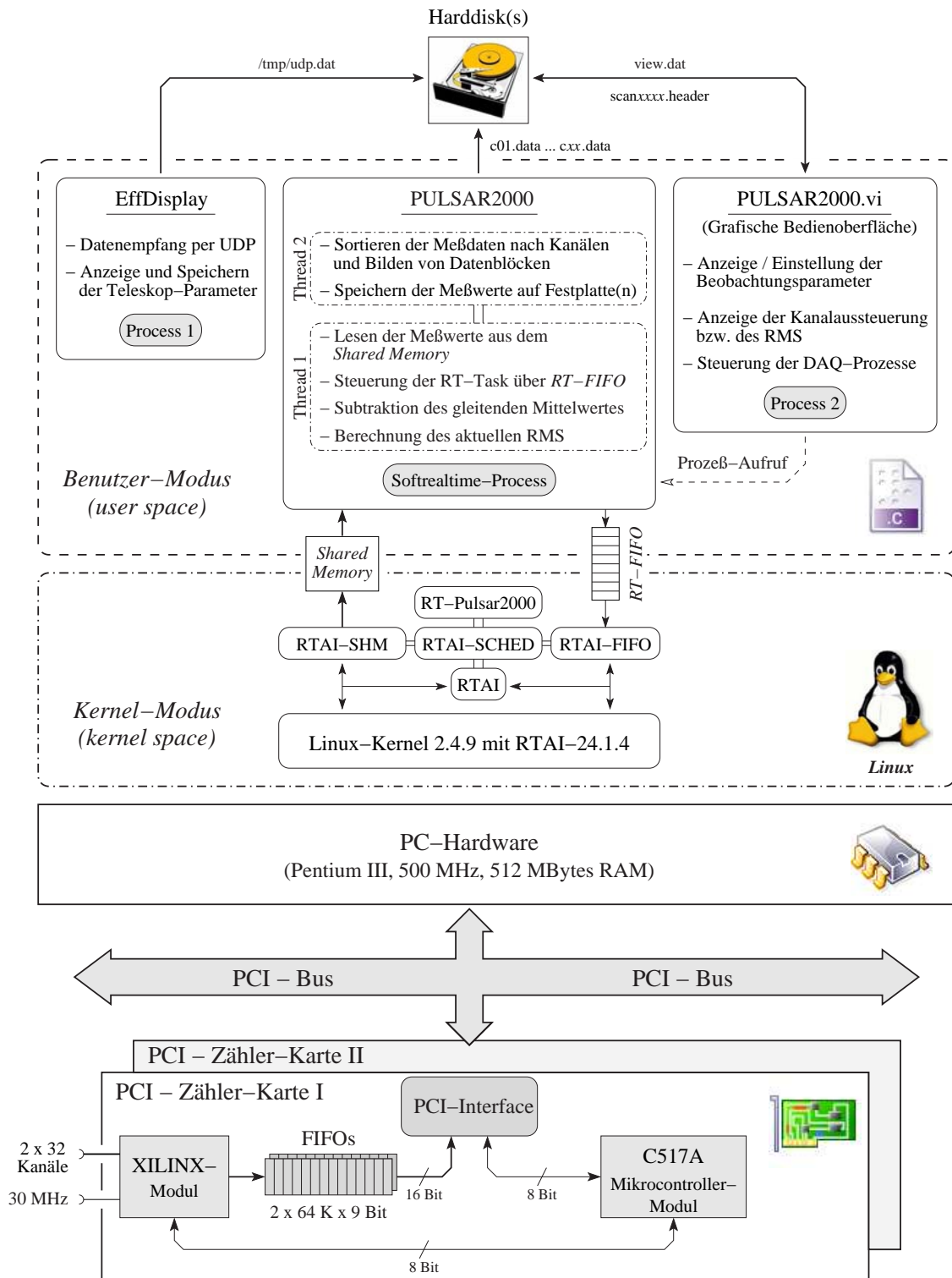
Weil im MONITOR2000-Projekt 32 Eingangskanäle ausreichen und die Zählerkarte deshalb auch nur für 32 Eingangssignale entwickelt wurde, werden im Pulsar-Backend zwei PCI-Karten eingesetzt, die über eine zusätzliche Verbindung synchronisiert werden und zusammen die Aufzeichnung von 64 Kanälen ermöglichen.

4.2.2 Software

Während beim Labor-Backend MONITOR2000 die 32-Bit breiten Binärzähler typischerweise nur alle 16 ms ausgelesen werden, sind die Anforderungen an ein Pulsar-Backend, das zur Suche nach Millisekunden-Pulsaren eingesetzt werden soll, deutlich höher. Simulationen hinsichtlich der Abtastraten bei der Suche nach Millisekunden-Pulsaren ergeben, daß ein Sampling mit 10 kHz ($t_{\text{samp}} = 100 \mu\text{s}$) ein idealer Kompromiß zwischen erreichbarer Suchempfindlichkeit und handhabbaren Datenmengen ist. Weil ein Abtasten von 64 Kanälen mit 10 kHz jedoch eine Datentransferrate von fast 2.4 MBytes/s bedingt – das PCI-Interface aber maximal 2 MB/s zuläßt – wurde die Zählerbreite auf 16 Bit reduziert. Selbst bei Eingangssignalen von 20 MHz (PSE++ im Addier-Modus) verursachen Abtastzeiten von 3 ms noch keine Zählerüberläufe.

Um die Datenraten, aber auch das zu speichernde Datenvolumen, noch weiter zu senken, empfiehlt sich die Subtraktion eines laufenden Mittelwertes, der für die spätere Suche nach periodischen Signalanteilen ohnehin keinen Einfluß hat. Durch diese Maßnahme, die bei PULSAR2000 zuschaltbar realisiert wurde, läßt sich das Datenaufkommen nochmals um einen Faktor Zwei reduzieren.

⁴ Das PCI-Interface unterstützt keine Datenübertragung als aktiver PCI-Master (DMA-Modus), wodurch die maximale Übertragungsrate auf ca. 2 MBytes/Sekunde begrenzt wird. Ein echter PCI-Bus-Master-Betrieb erlaubt eine theoretische Datenrate von über 100 MB/s bei 32-Bit PCI-Systemen und bis zu 500 MB/s bei 64-Bit Bussystemen.

**Abbildung 4.7:**

PULSAR2000: Hardware- / Software - Blockdiagramm

Trotz der beschriebenen Möglichkeiten zur Datenreduktion, bedingen die schnellen Abtastraten eine besondere Unterstützung von Seiten der Software und des Betriebssystems. Um dies zu verwirklichen, aber auch den Einsatz des freien Betriebssystems Linux auf zukünftige Entwicklungen im Backendbereich zu testen, wurde für PULSAR2000 erstmals die Echtzeiterweiterung RTAI⁵ für Linux (RT-Linux) eingesetzt.

Realtime-Linux: Echtzeitverarbeitung mit Linux

Wie jedes andere Unix-Betriebssystem, ist auch Linux zur Lösung von Aufgaben im Echtzeitbereich zunächst nicht geeignet. Dies liegt hauptsächlich an der Ausrichtung von Linux als Mehrbenutzer-Betriebssystem, das die faire Zuteilung der CPU an viele Benutzer mit mehreren Aufgaben (Jobs) regelt.

Trotz dieser für die Echtzeitverarbeitung wenig geeigneten Ausrichtung, ist der Einsatz von Linux auch in der Datenerfassung sehr interessant, da ein Großteil der heute verwendeten astronomischen Software bereits mit Linux arbeitet und so erstmals ein stufenloser Übergang zwischen Daten-Erfassung und -Verarbeitung möglich ist. Zudem bietet Linux eine umfangreiche Unterstützung von vielen Netzwerkprotokollen, wodurch die Integration von Linux-basierten Backends in bestehende Netzwerkumgebungen sehr vereinfacht wird (siehe Abschnitt 93). Auch der riesige Umfang von Programmpaketen, Compilern und Bibliotheken für Linux unterstreicht die Bedeutung dieses freien Betriebssystems auch im Backendbereich.

Weil es bislang noch keine einheitliche Form für eine Echtzeiterweiterung von Linux gibt, haben verschiedene Gruppen unterschiedliche Ergänzungen für den Betriebssystem-Kern von Linux entwickelt (Barabanov 1997, Srinivasan 1995). Für den Einsatz in PULSAR2000 wurde RTAI (Mantegazza et al. 2000) verwendet, das den Kernel durch mehrere ladbare Module erweitert und so dem Entwickler ein Interface zur Realisierung von zeitkritischen Aufgaben an die Hand gibt.

Wie in der Mitte von Abbildung 4.7 auf Seite 107 dargestellt, wird der Linux-Kernel um insgesamt fünf Module im PULSAR2000-Projekt erweitert, wobei ein Modul (RT-Pulsar2000) zur Betriebssoftware gehört und das Auslesen der PCI-Zählerkarte übernimmt. Die anderen vier RTAI-Module stellen einen Realzeit-Scheduler

⁵ RTAI: ReaTime Application Interface (www.rtai.org und www.realtimelinux.org)

(RTAI-SCHED) zum zeitlich präzisen Aufruf des RT-Pulsar2000-Tasks und zur Kommunikation mit den Prozessen im Benutzer-Modus (*user-space*) zur Verfügung. Durch die Möglichkeit, den RT-Pulsar2000-Task mit in den *kernel-space* zu integrieren, ist gewährleistet, daß kein Prozeß im *user-space* diesen verdrängen kann, wodurch die Abarbeitung der zeitkritischen Aufgaben beim Auslesen der PCI-Zählerkarte garantiert ist. Zur Überwindung der Barriere zwischen *kernel-* und *user-space* dienen die beiden Module RTAI-SHM⁶ und RTAI-FIFO⁷, die Kommunikationskanäle öffnen, über die beide Seiten Parameter (*user-space* \Rightarrow *kernel-space*) und Daten (*kernel-space* \Rightarrow *user-space*) austauschen können.

Obwohl die Programmentwicklung von Kernel-Prozessen durch RTAI sehr erleichtert wird, sollten dennoch nur die Programmteile im *kernel-space* laufen, die unbedingt Echtzeitfähigkeit erfordern, denn im Gegensatz zu einer Softwareentwicklung im *user-space* stehen kaum Möglichkeiten zum Debugging zur Verfügung. Zudem bedingt ein kleiner Programmfehler im *kernel-space* unweigerlich einen Systemabsturz und ein re-booten des Rechners. Trotz der schwierigen Programmentwicklung sind die erreichbaren Taskwechselzeiten sehr beeindruckend und im direkten Vergleich mit dem Realzeit-Betriebssystem VxWorks (siehe Abschnitt 3.3.1) um einige Faktoren besser.

Das Softrealtime-Interface

Bedingt durch den allgemeinen Trend hin zu Multimedia-Diensten (Abspielen von Sound-Dateien, Darstellung von Video-Sequenzen) bietet auch Linux seit einigen Kernel-Versionen ein sogenanntes Softrealtime-Interface (SRT) an, das es in bestimmten Grenzen erlaubt, Programme mit geringen Echtzeitanforderungen auszuführen. Die Funktionen erlauben Änderungen in der Zuteilung der CPU an den SRT-Prozess (Scheduling) und ermöglichen die Unterdrückung der dynamischen Auslagerung von Seiten des Arbeitsspeichers (memory lock).

Gerade die letztere Funktion ist von bedeutender Wichtigkeit, denn oft laufen

⁶ RTAI-SHM blendet über ein virtuelles Device (`/dev/shm`) einen für *kernel-* und *user-space* gemeinsamen Speicherbereich ein, der einen sehr schnellen Datenaustausch zuläßt.

⁷ RTAI-FIFO verbindet *kernel-* und *user-space* über einen virtuellen FIFO-Speicher (`/dev/rtf`), der vollständig von RTAI verwaltet wird und deshalb eine sehr einfache Kommunikation ermöglicht.

Programme für Stunden ohne Zeitverletzungen, bis es zu einer ungünstigen Seitenauslagerung (paging) in den sogenannten *Swap*-Bereich der Festplatte kommt. Durch den Zugriff auf eine ausgelagerte Seite vergeht wertvolle Zeit, die jegliche zeitlich korrekte Programmausführung unterbindet.

Innerhalb des PULSAR2000-Projektes wird das SRT-Interface für die komplette zeitgenaue Datenverarbeitung verwendet (siehe Abbildung 4.7). Weil die Granularität des Linux-Schedulers bei ~ 10 ms liegt und damit um Größenordnungen schlechter ist als bei RT-Prozessen, sorgt ein großzügig dimensioniertes *shared memory* zwischen kernel- und user-space als flexibler Speicher zur Bufferung der Meßwerte. Hierdurch wird auch in ungünstigsten Fällen gewährleistet, daß es bei der Datennahme nicht zum Verlust von Beobachtungswerten kommt.

Neben der parametrierbaren Subtraktion eines gleitenden Mittelwertes berechnet der SRT-Prozeß auch den aktuellen RMS⁸-Wert eines jeden Eingangskanals zur direkten Bewertung der Signalleistung. Da die Dauer zur Speicherung der Meßwerte auf Festplatten von vielen Faktoren abhängt (siehe auch Abschnitt 3.2.4) und daher ein sehr undeterministisches zeitliches Verhalten aufweist, wurde diese Programmaufgabe in einem extra Thread⁹ ausgelagert, so daß die Hauptverarbeitungsschleife hiervon nicht verzögert werden kann.

Die Erfahrungen aus der POESY-Entwicklung haben dazu geführt, für jeden Eingangskanal eine eigene Datei (c00.data . . . cxx.data) zu erstellen, wodurch ein späteres Umsortieren der Meßwerte entfällt. Für alle Kanal-Dateien einer Messung wird jeweils ein neues Unterverzeichnis erstellt, in dem auch eine ASCII-Datei mit den Beobachtungsparametern (siehe Abbildung 4.8) abgelegt wird.

Die grafische Benutzeroberfläche

Zur einfachen und intuitiven Bedienung wurde PULSAR2000 mit einer grafischen Bedieneroberfläche ausgestattet. Um den Programmieraufwand der Oberfläche so gering wie möglich zu halten, kam das Programmpaket LABVIEW von National Instruments¹⁰ zum Einsatz, das sich bereits bei der Entwicklung des Labor-Backends MONITOR2000 sehr bewährt hat.

⁸ RMS: root-mean-square $\text{RMS} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_t^{t+T} s(\tau)^2 d\tau}$

⁹ Thread: unabhängiger Kontrollfluß innerhalb eines Prozesses im gleichen Adreßraum

¹⁰ <http://ni.com>

```

@@@PULSAR2000@@@
-----
scan-number      : 0003
source           : F1P099
date             : 15/12/2003
-----
frequency        : 1410 MHz
channels         : 60
channel bandwidth : 1.33 MHz
sample-time      : 100  $\mu$ s
resolution       : 8 Bit
baseline         : subtract
timing-reference  : ext30MHz
-----
RA1950           : 18:38:36
DEC1950          : -04:13:22
RA2000           : 18:41:14
DEC2000          : -04:10:28
GLON             : 28.055
GLAT             : 0.360
AZM              : 139.792
ELV              : 27.870
-----
start UTC        : 10:19:29
start LST        : 16:22:39
start MJDN       : 52624.9302
start TIME       : 11:19:29
stop UTC         : 11:16:10
stop LST         : 17:19:28
stop MJDN        : 52624.9696
stop TIME        : 12:16:28
-----

```

Abbildung 4.8:

Beispiel einer PULSAR2000-Header-Datei, die zusammen mit den Kanal-Dateien (c00.data ... c<channels>.data) in ein Unterverzeichnis (scan<scan-number>) gespeichert wird.

LABVIEW ist ein grafisches Programmierwerkzeug, das besonders gut für die Aufgaben in der Meß-, Regel- und Steuerungstechnik geeignet ist. Durch eine datenflußorientierte Programmierung mit einer Vielzahl eingebauter Funktionen und der Möglichkeit, Bedienoberflächen mit Unterstützung grafischer Symbole “zu zeichnen”, ist LABVIEW auch eine ideale Software bei der Backend-Programmierung.

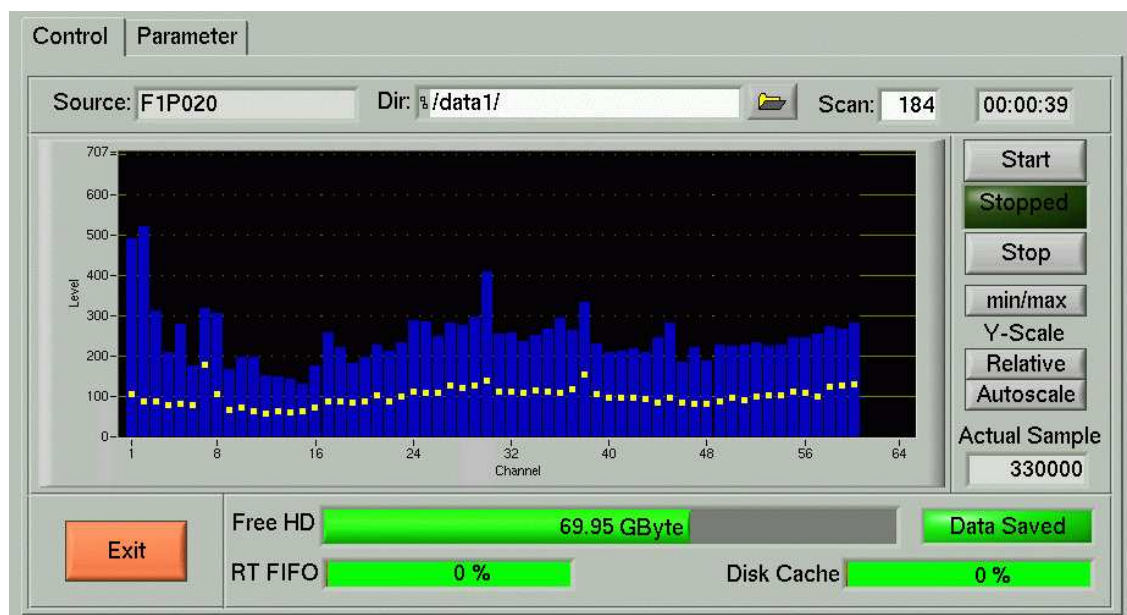


Abbildung 4.9:

PULSAR2000: Die Control-Ebene wird während einer Beobachtung ausgewählt. Sie zeigt am oberen Rand den Quellennamen, das Verzeichnis zur Datenspeicherung, sowie die aktuelle Scan-Nummer und die Dauer der Messung an. Im mittleren Bereich wird für jeden Kanal eine blaue Säule gezeigt, die, abhängig von der gewählten Darstellungsart, den minimal/maximal Wert der letzten 5 Sekunden oder das aktuelle RMS des Kanals beschreibt. Der untere Bereich des Fensters zeigt den noch verfügbaren Festplatten-Speicher sowie den Füllstand des Real-Time-FIFOs und des Festplatten-Buffers an.

Für PULSAR2000 wurde eine Oberfläche mit zwei Ebenen gestaltet, wobei die *Control*-Ebene (Abb. 4.9) aktuelle Informationen während einer Messung anzeigt und die *Parameter*-Seite (Abb. 4.10) zur Einstellung der Beobachtungswerte dient.

Weil LABVIEW im PULSAR2000-Projekt als eigenständiger Prozeß (siehe Abbildung 4.7, pulsar2000.vi) läuft und gegenüber dem Softrealtime-Prozeß eine niedrigere Priorität hat, beeinflusst die grafische Benutzeroberfläche die zeitkritische Datenaufnahme nicht. Die Kommunikation zwischen Oberfläche und dem Softrealtime-Prozeß wird mittels gemeinsamer Dateien und dem Aufruf von kurzen Skript-Dateien geregelt, um eine minimale Kopplung der beiden Prozesse zu erreichen.

Abbildung 4.10:

PULSAR2000: Die Parameter-Ebene dient zur Einstellung sämtlicher Beobachtungsparameter. Durch Anwahl von auto (UDP) werden die Teleskopdaten automatisch dem lokalen Netzwerk per UDP-Protokoll entnommen. In diesem Modus kann PULSAR2000 vollständig von der Teleskopsteuerung in Effelsberg kontrolliert werden.

Automatisches Beobachten per UDP

Ein wichtiger Aspekt bei der Automatisierung der Pulsar-Suche am 100-Meter Radioteleskop ist die Kommunikation und Synchronisation zwischen Teleskopsteuerung und Backend. Nur wenn das Backend vollständig durch den Teleskoprechner kontrolliert und alle beobachtungsrelevanten Parameter zum Backend übermittelt werden können, ist eine automatische Messung durch Beobachtungsskripte möglich.

Bei den bisherigen Backends in Effelsberg (Kontinuum, Correlator 2, AK90 und PUB-86) erfolgt diese Steuerung entweder über den Effelsberger-Daten-Bus (EDB) oder mittels Socketverbindungen (TCP¹¹). Da beide Wege nur durch Erweiterungen an der Teleskop-Software möglich sind, wurde bei PULSAR2000 ein anderes Verfahren gewählt.

Durch das UDP¹²-Protokoll (Postel 1980), ein verbindungsloser Datagrammdienst

¹¹ TCP: Transmission Control Protocol (Postel 1981a)

¹² UDP: User Data Protocol

```

+--[/]-----[ 100-METER-RT-EFFELSBERG ]-----+
|
|   Source: F1P020           Rx-Freq: 1.410 GHz
|   Scan   : 0184           Subscan: 0001
|
|   RA1950: 18:42:29       DEC1950: -03:55:22
|   RA2000: 18:45:07       DEC2000: -03:52:12
|   GLON:   28.768         GLAT:   -0.360
|   AZM  :  246.981        ELV   :  13.043
|   dAZ   :  0.00         dEL   :  0.00
|
|   UTC   :   16:19:45      LST   :   00:23:12
|   MJD   : 52638.3048     dT    :   00:01:37
|
|   Temp:  -7.1 °C         Hum   : 95.7 %
|   Wind:   2.2 m/s        Wdir: 135.9° (S-E)
|
+--- (Q: Quit) -----+

```

Abbildung 4.11:

Kontrollausgabe des Programms *EffDisplay*. Alle Beobachtungsparameter werden, zur Weitergabe an die Prozesse *pulsar2000* und *pulsar.vi*, zusätzlich in der temporären Datei */tmp/udp.dat* gespeichert.

über IP¹³ (Postel 1981b), kann ein Rechner gleich mehreren Teilnehmern Daten schicken. In Effelsberg wird UDP seit einiger Zeit eingesetzt, um teleskoprelevante Informationen per Broadcast-Nachricht an alle Teilnehmer am Ethernet zu verschicken. Für das Pulsar-Backend PULSAR2000 werden die UDP-Daten durch das Programm *EffDisplay* so aufbereitet, daß sich das Backend bei Erreichen der vorgegebenen Position automatisch ein- bzw. ausschalten kann. Neben der Teleskopposition und der Zeit (UTC) werden alle für die Beobachtung wichtigen Parameter gespeichert. Zur Kontrolle des korrekten Datenempfangs zeigt *EffDisplay* die Teleskopinformationen zusätzlich in textorientierter Form an (siehe Abbildung 4.11).

Diese Art der Anzeige, mit einer Refresh-Rate von einer Sekunde, wurde absichtlich gewählt, um eine minimale Datentransferrate zu erreichen. Hierdurch ist es möglich, die Anzeige auch über schmalbandige Internet-Verbindungen zu übertragen (z.B. analoges Modem), um die Beobachtung aus der Ferne zu kontrollieren.

¹³ IP: Internet Protokoll

4.3 Technische Daten

Die nachfolgende Tabelle 4.1 listet die technischen Daten der PSE-Erweiterung PSE++ und des Pulsar-Backends PULSAR2000 auf.

Technische Daten: PSE++	
PSE-Modus:	linearer De-Disperser mit $4 \times 60 \times 666$ kHz Kanäle
PSE++-Modus:	<ul style="list-style-type: none"> ◊ Filterbank mit $2 \times 60 \times 666$ kHz Kanälen ◊ Filterbank mit $2 \times 30 \times 1.333$ MHz Kanälen
Technische Daten: PULSAR2000	
Eingangskanäle:	64, Anzahl in 4er Schritten wählbar
max. Eingangsfrequenz der differentiellen V/f-Signale:	< 60 MHz
interne Abtastung der Eingangssignale:	120 MHz
externe Referenz-Frequenz:	30 MHz
Eingangszähler:	16 Bit, 8- oder 16-Bit Speicherung
minimale Abtastzeit:	<ul style="list-style-type: none"> ◊ $100 \mu\text{s}$ bei 8-Bit und 64 Kanälen ◊ $200 \mu\text{s}$ bei 16-Bit und 64 Kanälen
Betriebsarten:	<ul style="list-style-type: none"> ◊ <i>absolut</i> (mit Mittelwert) ◊ <i>differentiell</i> (ohne Mittelwert)

Tabelle 4.1:

Zusammenfassung der technischen Daten von PSE++ und PULSAR2000

Kapitel 5

Software zur Pulsar-Suche

Bereits kurze Zeit nach der Entdeckung der ersten Pulsare durch Hewish et al. (1968) begannen verschiedene Gruppen mit der systematischen Suche nach weiteren Pulsaren. Während anfangs die Empfängersignale noch mit Chart-Rekordern aufgezeichnet und Stück für Stück nach periodischen Signalspitzen durchgeschaut wurden (Vaughan & Large 1969), entwickelte man schon bald digitale Verfahren für die Pulsar-Suche (Lovelace et al. 1969, Burns & Clark 1969).

Durch die enormen Fortschritte zu immer leistungsfähigeren Computern konnten in den folgenden Jahren die Suchprogramme weiter verbessert und immer größere Datenmengen analysiert werden. Obwohl dieser Trend bis heute anhält, ist eine Pulsar-Suche noch immer begrenzt durch das Leistungsvermögen der Rechner, was insbesondere bei der Suche nach Pulsaren in Binärsystemen deutlich wird. Damals wie heute sind deshalb Verfahren zur effizienten Analyse von großen Datenmengen gefragt, die in den folgenden Abschnitten diskutiert werden.

In Abschnitt 5.1 wird ein allgemeiner Überblick zur Pulsar-Suche gegeben. Die Abschnitte 5.2 und 5.3 beschreiben zwei übliche Such-Algorithmen, den Fast Folding Algorithmus (FFA) und die Fourier Transformations-Methode (FFT).

Weil das Dispersionsmaß bei einer Pulsar-Suche nicht *a priori* bekannt ist, müssen die Empfängersignale für viele mögliche Werte variiert werden, was in Kapitel 5.4 beschrieben wird.

Abschnitt 5.5 gibt einige Hinweise auf das Auffinden von Einzelpulsen in de-dispergierten Zeitreihen – eine Suchmethode, die gerne als Ergänzung zu den üblichen

FFA- / FFT-Suchen eingesetzt wird.

Das Finden von Pulsaren, die sich in Binärsystemen bewegen, stellt an die Suchprogramme weitere Anforderungen, die in Kapitel 5.6 gezeigt werden.

Die Zunahme an mobiler Kommunikation (GSM, UMTS), der digitalen Nachrichtenverbreitung (DAB, DVB-T) und der Radar- und Satelliten-Technik, beeinflusst die Beobachtung – und insbesondere die Suche – von Pulsaren sehr störend. Methoden zum manuellen und automatischen Unterdrücken dieser Störeinflüsse werden in Abschnitt 5.7 beschrieben. Kapitel 5.8 behandelt schließlich die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Such-Software (PSRSEARCH), die als Basis bei der Analyse von Effelsberg-Beobachtungen eingesetzt wird.

5.1 Das Auffinden von Pulsaren

Es klingt aus heutiger Sicht fast unvorstellbar, aber hätte Jocelyn Bell-Burnell 1967 bei ihren Untersuchungen zur Scintillation von Radioquellen bereits Computer eingesetzt – sie hätte die ersten Pulsare wohl nicht gefunden (Bell-Burnell 1977, Burns & Clark 1969, Hankins & Rickett 1975). Erst durch die Kenntnis der Eigenschaften von Pulsaren, die noch mit der Chart-Recorder-Methode gesammelt wurden (Vaughan & Large 1969), ließen sich Programme entwickeln, die gezielt nach Pulsaren suchen. Heute ist eine Pulsar-Suche ohne den Einsatz von Computern nicht mehr denkbar, zumal Pulsar-Surveys immer empfindlicher werden müssen, weil die signalstarken Pulsare bereits gefunden wurden und die Zunahme an Interferenzen nur noch mit den Möglichkeiten der Digitalen Signalverarbeitung beherrschbar sind.

Die Suche nach neuen Pulsaren läßt sich als eine systematische Variation und Prüfung von einer Vielzahl von Parametern beschreiben, die nachfolgende Punkte umfaßt:

- Position, z.B. Rektaszension und Deklination [α , δ]
- Pulsar-Periode [sec]
- Puls-Breite [%]
- Dispersion [pc cm^{-3}]
- und bei Pulsaren in Binär-Systemen, zusätzlich die Beschleunigung a [m s^{-2}] und ggf. deren erste zeitliche Ableitung \dot{a} [cm s^{-3}]

Vor allem die sehr konstante Puls-Periode¹ und die Dispersionseigenschaft sind die Indizien für einen Erfolg bei der Suche nach neuen Pulsaren. Aber auch starke dispergierte Einzelpulse, die beispielsweise zur Entdeckung des Crab-Pulsar (Staelin & Reifenstein 1968) führten, sind heute Gegenstand vieler Suchprojekte.

Abbildung 5.1 faßt in schematischer Darstellung die unterschiedlichen Wege und Optionen einer modernen Pulsar-Suche zusammen. Ausgehend von einem in mehrere Frequenzbänder aufgeteiltes und detektiertes Empfängersignal $I_r(t, \nu)$ findet zunächst eine Digitalisierung statt. Durch die Abtastung und Kodierung werden starke RFI-Einstreuungen bereits vor der anschließenden De-Dispersion unterdrückt². Der nächste Verarbeitungsschritt kombiniert die abgetasteten Filterbanksignale $I(t, \nu)$ für eine Vielzahl von möglichen Dispersionswerten. Soll die Suche auch Pulsare in Binärsystemen mit einschließen, so folgt ein “Stauchen” bzw. “Dehnen” der de-dispergierten Zeitreihen $I(t, DM)$, um mögliche Periodenschwankungen aufgrund des Doppler-Effekts auszugleichen³ ($I(t, DM) \rightsquigarrow I(t, a, \dot{a}, DM)$).

Je nach verwendetem Algorithmus zum Auffinden von Periodizitäten folgt anschließend eine Bearbeitung der Daten mittels Fourier Transformation (FFT) oder mit dem Fast Folding Algorithmus (FFA).

Bei der FFA werden die de-dispergierten Zeitreihen für sämtliche Perioden P_n eines Intervalls⁴ von P_0 bis P_m gefaltet und das Signalmaximum in Abhängigkeit zum RMS des restlichen Signals (S/N) berechnet. Alle Perioden, deren S/N höher einer vorgegebenen Schwelle β liegen ($P_n : S/N(P) > \beta, DM$), kommen als mögliche Pulsar-Kandidaten in eine Liste für eine erneute Begutachtung.

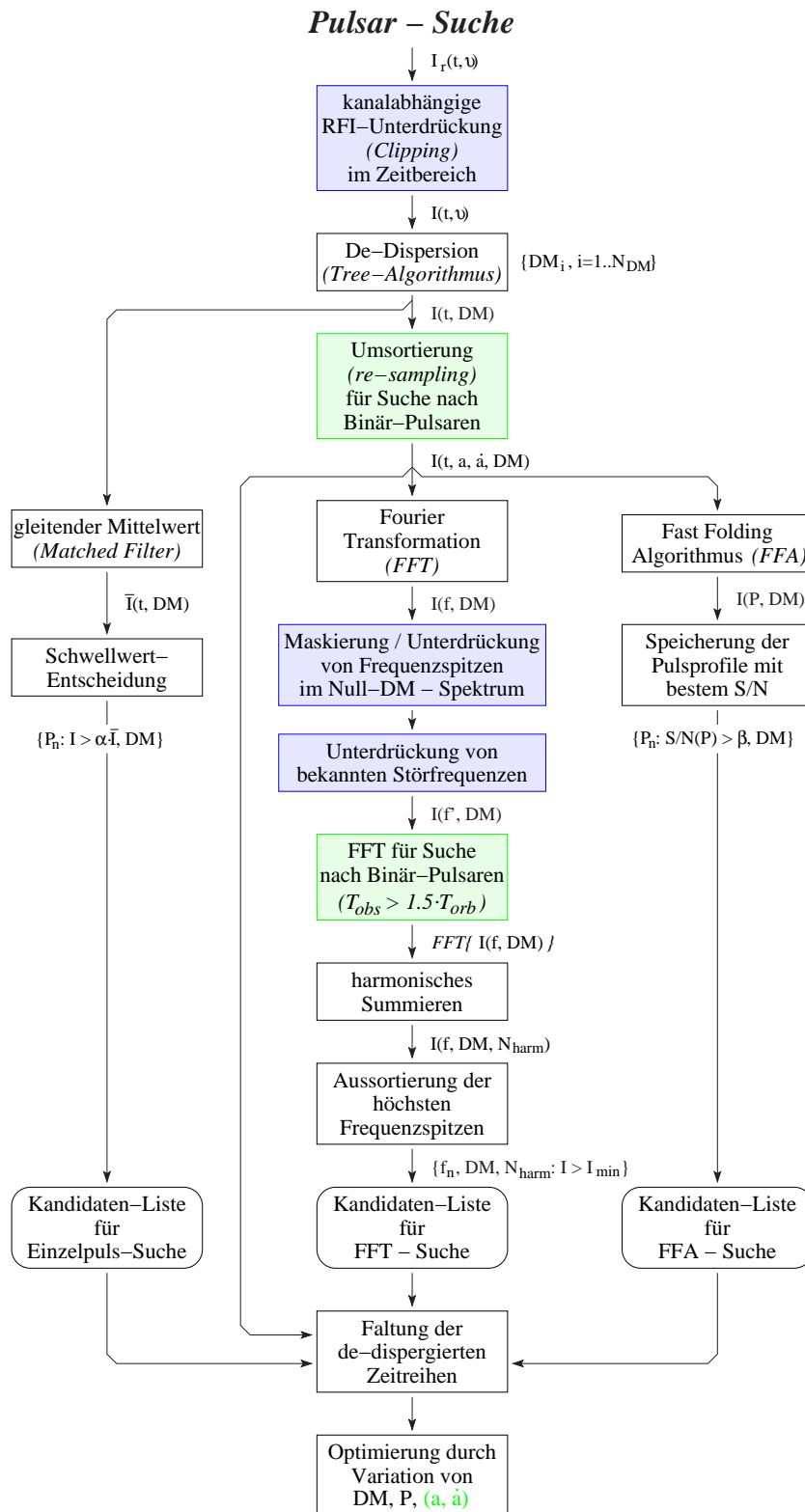
Der erste Schritt bei der FFT-Methode ist die Transformation der Zeitsignale in ein äquivalentes Frequenzspektrum $I(f, DM)$. Da sich Filterfunktionen besonders gut im Frequenzbereich realisieren lassen, bietet sich ein Ausfiltern von Störungen durch einfaches Maskieren von bestimmten Frequenzanteilen (siehe auch Abschnitt 5.7) als nächster Verarbeitungsschritt an. Ähnlich der Umsortierung im

¹ *konstante Puls-Periode* bezieht sich auf die Pulsare, die sich nicht in einem Schwerefeld mit einem anderen Stern befinden.

² Weil in Effelsberg, durch die Kombination aus VFCs und Zählern, die Daten mit 8- bzw. 16-Bit gespeichert werden, findet das *Clippen* von Signalspitzen erst bei der anschließenden Datenanalyse statt.

³ Eine Doppler-Korrektur ist auch durch Maßnahmen im Frequenzbereich möglich (Ransom 2001a, Ransom et al. 2002, Middleditch 2004, Faulkner et al. 2004).

⁴ In der Praxis addiert man benachbarte Abtastwerte (*re-binning*), um das Signal- zu Rauschverhältnis für ein bestimmtes Periodenintervall zu verbessern und um die Berechnung der FFA zu verkürzen.

**Abbildung 5.1:**

Flußdiagramm einer modernen Pulsar-Suche.

Abhängig vom Suchziel wird heute zwischen Einzel-Puls-, FFT- und der FFA-Suchmethode unterschieden. Für ein Auffinden von Pulsaren in Binär-Systemen, sind zusätzlich die in Grün markierten Operationen erforderlich. Die in Blau dargestellten Schritte dienen der – immer wichtiger werdenden – Erkennung und Unterdrückung von Störungen (RFI).

Zeitbereich, zum Ausgleich von Doppler-Effekten, können auch im Fourier-Raum Korrekturen am Frequenzspektrum (siehe grün umrandete Kästchen in Abbildung 5.1) folgen.

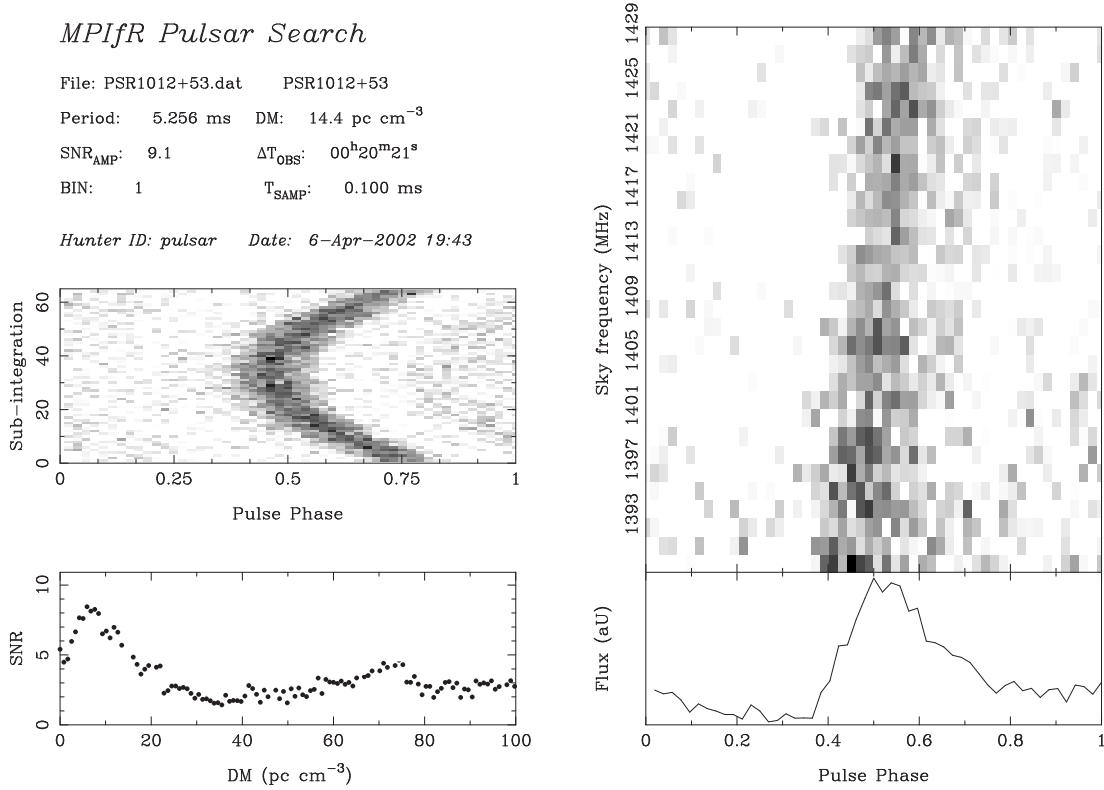
Weil die Pulsbreite im Verhältnis zur Pulsar-Periode im Mittel nur $\sim 5\%$ beträgt (siehe Abschnitt 1.2), enthält das Spektrum eines Pulsars viele harmonische Frequenzanteile (Abbildung 5.5). Um auch sehr schwache Pulsare noch zu finden, bei denen die einzelnen Frequenzspitzen im Rauschteppich des Spektrums liegen, werden die harmonischen Frequenzanteile durch inkohärente Additionen ($I(f, DM, N_{harm})$) verstärkt.

Auch bei diesem Suchverfahren ist das Ergebnis eine Liste von möglichen Pulsar-Kandidaten, die durch Auswertung der höchsten Frequenzspitzen im Spektrum nach dem harmonischem Summieren generiert wird ($I(f_n, DM, N_{harm} : I \geq I_{min})$).

Eine dritte Methode zur Erkennung von Pulsaren ist die Suche nach dispergierten Einzelpulsen, die eine dynamische Schwelle überschreiten (siehe Abbildung 5.1, linker Pfad). Ausgehend von einer Serie de-dispergierter Zeitreihen $I(t, DM)$ durchlaufen die Daten eine gleitende Mittelwertbildung⁵ $\bar{I}(t, DM)$, um langperiodische Anteile (z.B. Schwankungen durch den Empfänger) auszugleichen. Eine nachfolgende Schwellwert-Entscheidung selektiert mögliche Pulsar-Kandidaten für eine erneute Analyse bzw. Nachbeobachtung. Da bei sehr kleiner De-Dispersion besonders viele Störungen detektiert werden, hat die Einzelpuls-Suche nur eine gute Empfindlichkeit ab mittleren DM-Werten. Alternativ kann eine Suche nach Einzelpulsen auch in jedem Filterbank-Kanal durchgeführt und die Detektionen durch Plausibilitätsprüfungen mit anderen Kanälen bestätigt bzw. verworfen werden.

Abschließend, und unabhängig von der Suchmethode, werden die Filterbank-Signale, entsprechend der Kandidaten-Liste, erneut de-dispergiert und mit der gefundenen Periode gefaltet. Das Ergebnis dieser Faltung, das eine Optimierung des S/N durch feine Variationen von DM und der Periode einschließt, wird nach verschiedenen Kriterien untersucht (siehe Abbildung 5.2), um eventuelle Störungen von realistischen Detektionen zu selektieren. Vielversprechende Kandidaten sind anschließend Gegenstand weiterer Beobachtungen.

⁵ Durch Variation der Zeitkonstante und eine zusätzliche Gewichtung der Mittelwertbildung, läßt sich die Suchempfindlichkeit für bestimmte Periodenbereiche verbessern.

**Abbildung 5.2:**

Ergebnisdarstellung einer Pulsar-Suche mit PSE++ und dem PULSAR2000-Backend am Beispiel des Binär-Pulsars PSR J1012+5307.

Deutlich ist im Grauplot auf der linken Seite der Phasenverlauf von J1012+5307 zu sehen, der durch den Doppler-Effekt beeinflusst wird. Das Fenster unten links zeigt den Verlauf der Dispersion im Bereich ($0 \leq DM \leq 100 \text{ pc cm}^{-3}$) und in der rechten Hälfte ist der Pulsar in Frequenzabhängigkeit und das mittlere Pulsprofil zu sehen.

5.2 Suchmethode: Fast Folding Algorithmus (FFA)

Die auffallendste Eigenschaft von Pulsaren ist ihre hohe Periodengenauigkeit, deren Erkennung die Hauptaufgabe einer Pulsar-Suche darstellt. Weil viele Pulsare derart schwache Pulse emittieren, die im allgemeinen Rauschen der Messung nicht erkennbar wären, wird das Empfängersignal mit sich selbst im Abstand der Pulsar-Periode gefaltet, um den Puls im Vergleich zum Rauschen zu verstärken. Die Verbesserung des S/N resultiert aus der inkohärenten Addition des zufälligen Rauschens und der – bei korrekter Pulsar-Periode – kohärenten Summation des Pulsar-Signals. Unter der Annahme von gleichartigen Pulsen in Bezug auf Puls-Amplitude und -Breite,

erhöht sich das Signal-zu-Rauschen um

$$(S/N)_{out} = \sqrt{M} (S/N)_{in}, \quad (5.1)$$

wenn M die Anzahl der Pulse einer Zeitreihe angibt.

Das Falten einer Zeitreihe mit N diskretisierten Meßwerten (d_n) und der Periode P wird durch den Summenausdruck

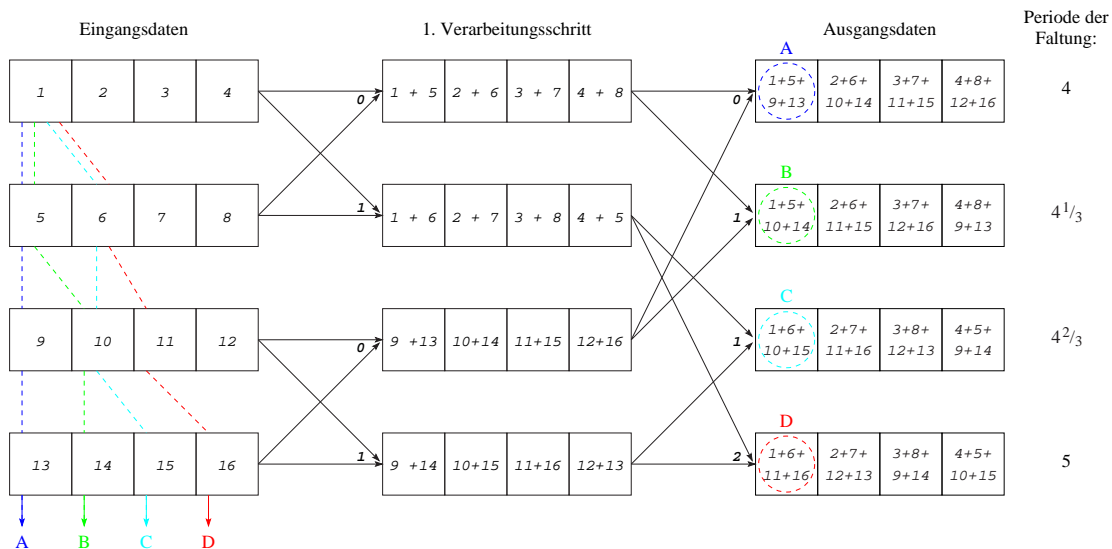
$$s_j = \sum_{k=0}^{(N/P)-1} d_{j+kP}, \quad 0 \leq j < P \quad (5.2)$$

beschrieben. Das Ergebnis der Faltung ist die Zeitreihe s_j mit P Elementen. Da in den seltensten Fällen die Abtastung ein ganzzahliges Vielfaches der Periode sein wird – insbesondere wenn die Periode zunächst noch unbekannt ist – muß auch die Division (N/P) in Ausdruck 5.2 nicht zwingend zu einem ganzzahligen Ergebnis führen. Die Berechnung wird vielmehr mit dem Meßwert fortgeführt, der den geringsten Abstand zum berechneten Wert besitzt. Aus dieser Überlegung heraus ergibt sich auch die maximale Anzahl von möglichen Faltungen einer Zeitreihe mit N Meßwerten, die nicht das gleiche Faltungsergebnis liefern zu $\sim N/2$. Der Periodenbereich wird hierbei auf der einen Seite durch die Nyquist-Frequenz auf $P_{min} = 2 N \Delta t$ und am anderen Ende auf $P_{max} = N/2 \Delta t$ begrenzt. Eine Faltung mit $P > P_{max}$ ist zwar mathematisch erlaubt, aber wenig sinnvoll, da es in diesen Fällen zu keiner Pulsverstärkung mehr kommen kann.

Eine gute Möglichkeit zum Auffinden eines unbekannten periodischen Signals innerhalb eines Rauschteppichs wäre die Faltung der Zeitreihe mit allen möglichen Perioden, die ein unterschiedliches Faltungsresultat liefern. Diese Methode ist jedoch für große Datenmengen mit einigen Millionen Meßwerten unpraktikabel, weil der Rechenaufwand schnell ins Unermeßliche ansteigt. Alleine die Faltung für eine Periode (Ausdruck 5.2) benötigt bereits N Additionen⁶; eine vollständige Durchsuchung mit $N/2$ Faltungen erfordert somit $N^2/2$ Summationen, die selbst mit den heutigen Rechnern nicht praktikabel ist.

Ein Ausweg aus dieser Situation ist der Fast Folding Algorithmus (FFA), der aufgrund seiner Struktur gleiche Additionen vermeidet, und so, mit erheblich geringerem Rechenaufwand, die gleichen Ergebnisse liefert, wie die wiederholte Berechnung der Faltung für ein Periodenintervall (Staelin 1969). Wie Abbildung 5.3

⁶ Die exakte Anzahl von Additionen ist $N - P$. Weil in der Regel jedoch $N \gg P$ gilt, ist die Verallgemeinerung auf N zulässig.

**Abbildung 5.3:**

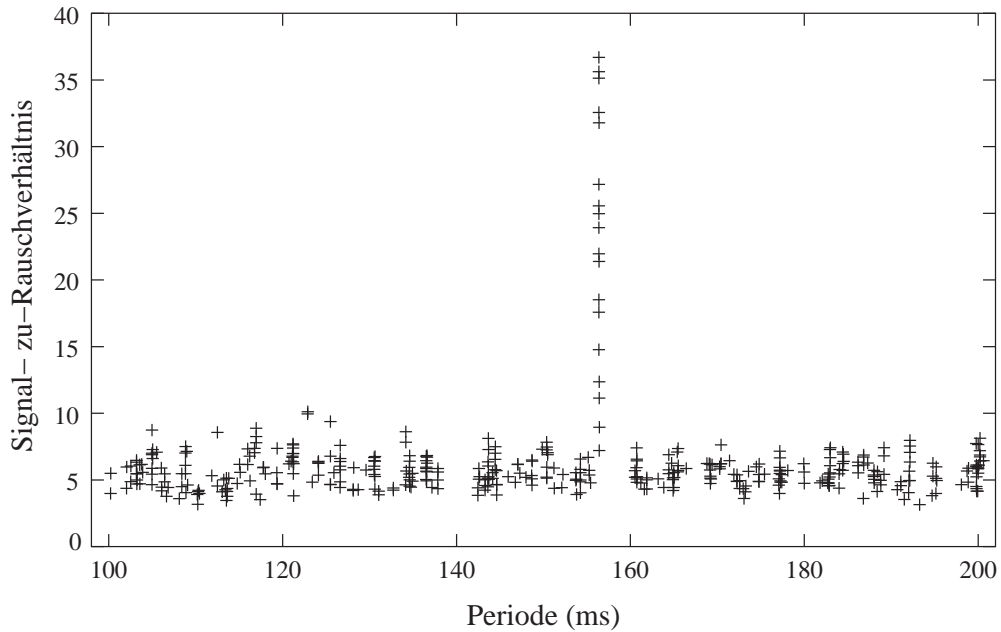
Struktur des Fast Folding Algorithmus (FFA)

Das Flußdiagramm zeigt die FFA mit 16 Elementen, die zu vier Datensätzen, mit den Perioden ($4, 4\frac{1}{3}, 4\frac{2}{3}$ und 5), kombiniert werden. Die großen Zahlen in den Kästchen bezeichnen die Position des Elements und die kleinen Nummern an den Verbindungs-pfeilen geben die Verschiebung der Elementposition vor der Addition an. Das Prinzip der Datenkombination für die ersten vier Ergebnisse ist zusätzlich noch einmal farbig eingezeichnet.

zeigt, hat der Fast Folding Algorithmus die Struktur eines binären Baums, d.h. die Ergebnisse jeder neuen Verarbeitungsstufe bestimmen sich aus den *beiden* Werten der vorherigen Stufe. Durch diesen Aufbau wird auch ersichtlich, daß die FFA nur wenig temporären Speicher benötigt, weil die (Zwischen-)Ergebnisse die Ausgangswerte überschreiben dürfen.

Das in Abbildung 5.3 dargestellte Beispiel für $N = 16$ Werte benötigt für vier Faltungen im Bereich ($4 \leq P \leq 5$) 32 Additionen. Eine Berechnung ohne die FFA würde zum Vergleich 48 Additionen erfordern. Während der Aufwand also bei der *brute force* Methode mit N^2 wächst, beträgt er durch die FFA nur $N \log_2 N$, wodurch sich auch große Datenmengen in vertretbaren Rechenzeiten analysieren lassen⁷.

⁷ An dieser Stelle muß erwähnt werden, daß bei den heutigen Mikroprozessoren, die pro Systemtakt mehrere Operationen ausführen können, der Zeitaufwand für eine Addition nicht mehr die gleiche Bedeutung hat wie vor 20 Jahren. So kostet heute ein fehlender Cache-Wert vergleichsweise mehr Zeit als viele Additionen. Moderne Implementierungen der FFA sind daher in ihrem Aufbau anders strukturiert (Korpela et al. 2000, Dan Werthimer, persönliche Mitteilung).

**Abbildung 5.4:**

Ergebnis einer FFA-Suche am Beispiel von PSR B0355+54 ($P = 156,382$ ms). Jedes Kreuzchen markiert das Signal-zu-Rauschverhältnis in Abhängigkeit von der Periode P und der Dispersion DM . Die vertikale Anordnung der Markierungen bei der Pulsar-Periode entstehen durch verschiedene Dispersionsschritte.

Ein weiterer Vorteil des FFA-Verfahrens bietet sich durch die einfache Parallelisierung auf Mehrprozessor-Rechnern an. Wie Abbildung 5.3 zeigt, ließe sich der Algorithmus sehr gut auf 2 oder 4 Prozessoren verteilen, weil die Verarbeitungsschritte nur auf vorherige Daten zugreifen. Synchronisationen müssen daher nur unmittelbar vor einer neuen Verarbeitungstufe erfolgen.

Abbildung 5.4 zeigt das Ergebnis einer FFA-Suche für verschiedene Dispersionswerte im Periodenbereich ($100 \text{ ms} \leq P \leq 200 \text{ ms}$). Der deutliche Anstieg des S/N bei $P \approx 156$ ms markiert den Pulsar B0355+54.

Die Programme zur Pulsar-Suche nach der FFA-Methode sind von Peter Müller (MPIfR) in Fortran für verschiedene Rechnerarchitekturen entwickelt worden und werden in P. Müller et al. (2004) genauer beschrieben.

5.3 Suchmethode: Fast Fourier Transform (FFT)

Bei der Fourier Transformations-Methode wird die Suche nach periodischen Signalanteilen nicht direkt im Zeitbereich – wie bei der FFA – durchgeführt, sondern im berechneten Frequenzspektrum des empfangenen Signals. Hierzu werden die detektierten und abgetasteten Meßwerte zunächst Fourier transformiert und anschließend das komplexe Frequenzspektrum durch Addition der Quadrate von Real- und Imaginär-Anteil zu einem Leistungsspektrum umgeformt. Aufgrund des Nyquist-Theorems umfaßt das Spektrum den Frequenzbereich von $f_{min} = 0$ Hz (DC-Anteil) bis $f_{max} = (2 \Delta t)^{-1}$ Hz.

Die diskrete Fourier-Transformation (DFT) eines abgetasteten Zeitsignals $s(t_i)$ mit N Elementen ist definiert als

$$S(f_k) = \sum_{i=0}^{N-1} s(t_i) e^{-j2\pi f_k t_i} (t_{i+1} - t_i), \quad 0 \leq k < N. \quad (5.3)$$

Wie eine Betrachtung von (5.3) zeigt, ist die Zeit für die Berechnung der Amplituden von N sinusförmigen Komponenten proportional zu N^2 , der Anzahl der notwendigen Multiplikationen. Auch mit den heutigen Computern ist diese hohe Zahl von Multiplikationen wenig praktikabel, so daß allgemein die schnelle Fourier Transformation (FFT) zum Einsatz kommt, deren Rechenzeit proportional $N \log_2 N$ ist (Cooley & Tukey 1965).

Die ersten Pulsar-Suchen mit der FFT-Methode wurden von Lovelace et al. (1969) am 300-Meter Arecibo-Teleskop durchgeführt, wobei Datenblöcke von 16384 Meßwerten Fourier transformiert und die Spektren durch Schwellwertvergleiche auf Frequenzspitzen untersucht wurden. Eine Berücksichtigung und gesonderte Behandlung der harmonischen Frequenzanteile (Abschnitt 5.3.1) gab es bei diesen ersten digitalen Pulsar-Suchen zunächst nicht.

Weil die von Pulsaren emittierten Pulse oft nur eine Breite von wenigen Prozent der Periode haben, enthält das Spektrum eines Pulsars, neben einer Spitze bei der Pulsar-Frequenz $1/P$ (Grundschwingung), auch viele weitere harmonische Frequenzanteile bei $2/P$, $3/P$ usw. Die Anzahl der harmonischen Frequenzspitzen sowie deren Amplituden wird nicht nur von der Pulsbreite W , sondern auch durch Form und Intensität des Pulses beeinflußt. Bei einem typischen Pulsar beträgt die Anzahl

der signalrelevanten Harmonischen mit annähernd gleicher Amplitude (Lyne 1989):

$$N_{\text{harm}} \approx \frac{P}{2W} . \quad (5.4)$$

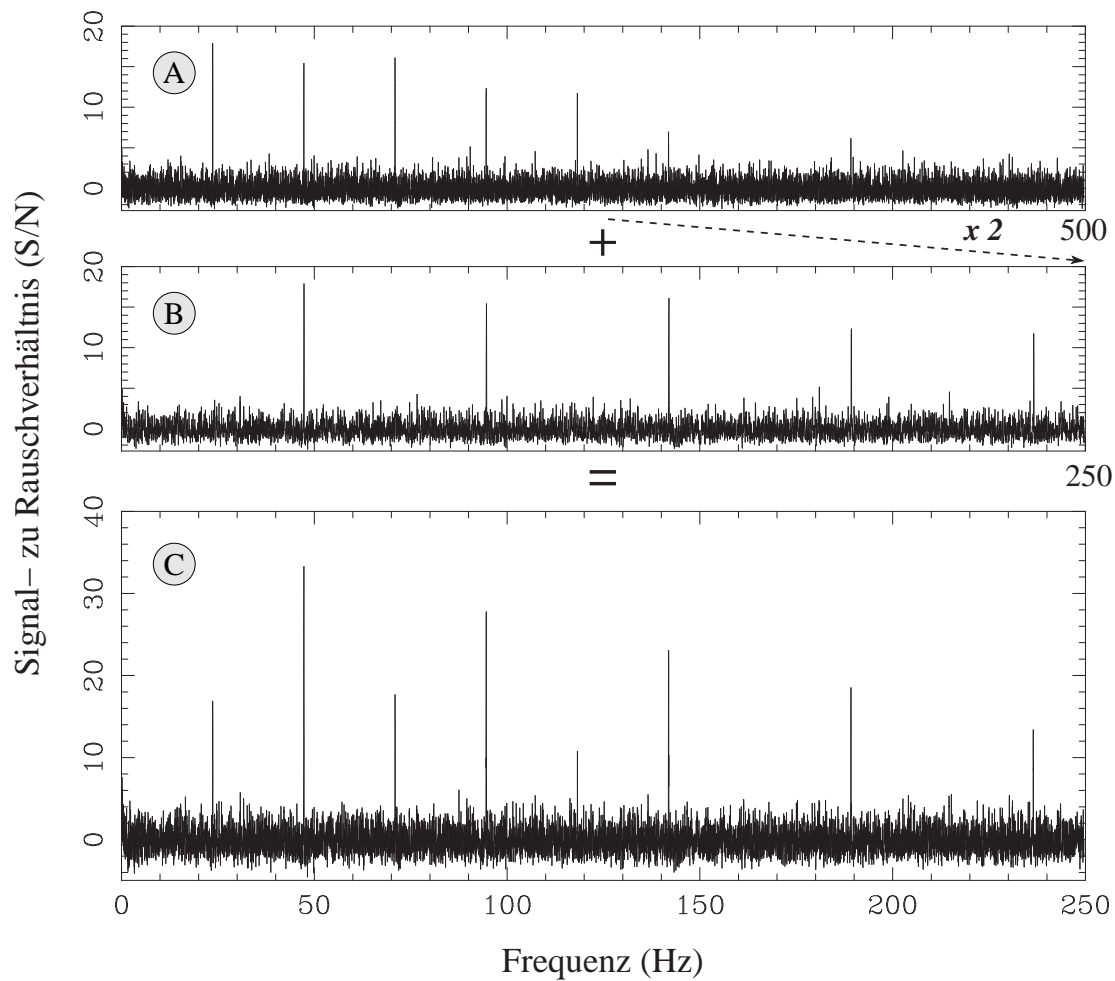
Aus dieser Beziehung ergibt sich, daß bei der Pulsar-Suche die ersten ~ 16 Harmonischen mit berücksichtigt werden sollten, um die Empfindlichkeit zu maximieren.

5.3.1 Harmonische Summation

Ein Verfahren, welches die harmonischen Spektralanteile bei der Pulsar-Suche mit einbezieht, nennt sich *harmonische Summation* (Lyne 1989, Nice et al. 1995). Durch inkohärentes Summieren der Spektren werden verschiedene Harmonische, deren gemeinsame Eigenschaft ihr gleicher Abstand ist, so aufeinander addiert, daß sich hierdurch das Signal-zu-Rauschen verbessert. Bei vielen schwachen Pulsaren ist eine Detektion erst nach diesem Prozeß möglich.

Abbildung 5.5 zeigt das Prinzip des harmonischen Addierens.

1. Jeder Wert an der Position n ($0 \leq n < N/2$) des Original-Spektrums wird zu dem Wert an der Stelle $2n$ addiert. Das so erzeugte neue Spektrum (B) erhält damit ein um $\sqrt{2}$ besseres S/N, weil sich das Signal (Harmonische) annähernd verdoppelt hat – das zufällige Rauschen aber nur um den Faktor $\sqrt{2}$ ansteigt.
2. Jeder Wert an der Stelle n ($0 \leq n < N/4$) des Original-Spektrums wird zu den Werten an den Positionen $4n$ und $4n/3$ addiert und anschließend auf das Spektrum (B) summiert. Das neu erzeugte Spektrum (C) hat ein um den Faktor 2 besseres S/N im Vergleich zum Original-Spektrum.
3. Jeder Wert an der Position n ($0 \leq n < N/8$) des Original-Spektrums wird zu den Werten an den Stellen $8n$, $8n/3$, $8n/5$ und $8n/7$ addiert und anschließend auf das Spektrum (C) summiert. Das neu erzeugte Spektrum (D) erhält hierdurch ein um den Faktor $2\sqrt{2}$ besseres S/N im Vergleich zum Original-Spektrum.
4. Jeder Wert an der Stelle n ($0 \leq n < N/16$) des Original-Spektrums wird zu den Werten an den Positionen $16n$, $16n/3$, $16n/5$, $16n/7$, $16n/9$, $16n/11$, $16n/13$ und $16n/15$ addiert und anschließend auf das Spektrum (B) summiert. Das so erzeugte Spektrum (E) hat ein um den Faktor 4 besseres S/N im Vergleich

**Abbildung 5.5:**

Prinzip des “Harmonischen Summierens”.

Zur Addition von Grundfrequenz und der zweiten Harmonischen © wird die untere Hälfte des Spektrums ① um das Doppelte gedehnt ② und auf das Ausgangsspektrum ① summiert. Da sich das zufällige Rauschen bei diesem Prozeß nur um den Faktor $\sqrt{2}$ erhöht – der periodische Anteil aber annähernd verdoppelt wird – vergrößert sich der Abstand zwischen Signal und Rauschen (S/N).

zum Original-Spektrum, wenn man gleiche Stärke der Harmonischen und ein ideal zufälliges Rauschen voraussetzt.

Dieser mathematische Prozeß läßt sich in gleicher Weise auch für höhere harmonische Frequenzanteile fortführen. Voraussetzung hierfür ist jedoch eine sehr schnelle Signalabtastung, um alle relevanten Harmonischen auch zu erfassen. Als Beispiel sei

Spektrum:	Original	B	C	D	E
Erhöhung des Rauschens	1	$\sqrt{2}$	2	$2\sqrt{2}$	4
Signalverbesserung ($h_{sum} = 1$)	1	1	1	1	1
Signalverbesserung ($h_{sum} = 2$)	1	2	2	2	2
Signalverbesserung ($h_{sum} = 4$)	1	2	4	4	4
Signalverbesserung ($h_{sum} = 8$)	1	2	4	8	8
Signalverbesserung ($h_{sum} = 16$)	1	2	4	8	16
Verbesserung S/N für $h_{sum} = 1$	1	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{\sqrt{2}}{4}$	$\frac{1}{4}$
Verbesserung S/N für $h_{sum} = 2$	1	$\sqrt{2}$	1	$\frac{\sqrt{2}}{2}$	$\frac{1}{2}$
Verbesserung S/N für $h_{sum} = 4$	1	$\sqrt{2}$	2	$\sqrt{2}$	1
Verbesserung S/N für $h_{sum} = 8$	1	$\sqrt{2}$	2	$2\sqrt{2}$	2
Verbesserung S/N für $h_{sum} = 16$	1	$\sqrt{2}$	2	$2\sqrt{2}$	4

Tabelle 5.1:

*Erhöhung des Signal-zu-Rauschverhältnisses durch harmonisches Summieren.
Die Berechnungen beziehen sich auf gleich große Amplituden der ersten 16
harmonischen Frequenzanteile und auf ideal inkohärentes Rauschen.*

der Millisekunden-Pulsar PSR B 1937+21 mit einer Periode von $P = 1.56$ ms betrachtet. Um bei diesem Pulsar auch noch die 32. Harmonische zu erfassen, müßten die detektierten Empfängersignale mit $f_{samp} = 2 \times 32/P \approx 41$ kHz ($t_{samp} \approx 25$ μ s) digitalisiert werden – die anfallende Datenmenge wäre mit den heutigen Computern kaum zu analysieren. Umfangreiche Testbeobachtungen von bekannten Pulsaren, mit unterschiedlichen Pulsbreiten und Formen, in Effelsberg zeigten zudem, daß nur in wenigen Fällen eine weitere Verbesserung des S/N durch Berücksichtigung weiterer höherer Signalanteile erreicht wird.

Tabelle 5.1 gibt die Erhöhung von Signal und Rauschen sowie den Gewinn im Signal-zu-Rauschverhältnis für jeden Prozeß-Schritt bei der harmonischen Summation an.

5.4 De-Dispersion

Durch das interstellare Medium (ISM) erhalten die Signale zwischen Pulsar und Teleskop eine unterschiedliche Gruppenlaufzeit, die sich beim Beobachter durch eine Pulsverbreiterung bemerkbar macht: Die bei höheren Frequenzen emittierten Pulse durchlaufen das ISM schneller und erreichen deshalb den Beobachter eher als die Signale bei niedrigeren Frequenzen (siehe auch Abschnitt 1.3.1 ab Seite 15). Die Verzögerung Δt_{disp} (ms) zwischen zwei Signalen der Frequenzen ν_{hi} (MHz) und ν_{lo} (MHz) bei gegebenem DM ($\text{cm}^{-3} \text{ pc}$) berechnet sich zu

$$\Delta t_{disp} = 4.15 \times 10^6 \times (\nu_{lo}^{-2} - \nu_{hi}^{-2}) \times DM . \quad (5.5)$$

Die dispersionsbedingte Pulsverbreiterung läßt sich durch schmalere Empfängerbandbreiten bzw. höhere Beobachtungsfrequenzen verkleinern oder durch eine kohärente (Abschnitt 2.4.1) oder inkohärente (Abschnitt 2.4.2) De-Dispersion minimieren. Für die Pulsar-Suche wird aufgrund der schnelleren Berechnung die inkohärente De-Dispersionstechnik eingesetzt, die eine Aufspaltung der Empfängerbandbreite in mehrere Kanäle durch eine Filterbank erfordert. Die Meßwerte der einzelnen Filterbank-Kanäle werden entsprechend Ausdruck 5.5 gegeneinander verschoben und anschließend zu einer Zeitreihe aufsummiert (Abbildung 5.6).

Weil bei der Pulsar-Suche das Dispersionsmaß ein weiterer unbekannter Wert ist, muß die Suche für sämtliche DM s im Bereich ($0 \leq DM \leq DM_{max}$)⁸ wiederholt werden. Hierbei bestimmt die Dispersionsverzögerung t_{DM} in den Filterbank-Kanälen den nächsten (sinnvollen) Dispersionsschritt

$$t_{DM} = 8.3 \times 10^6 DM \frac{\Delta\nu}{\nu^3} . \quad ** \quad (5.6)$$

Die Berechnung einer De-Dispersion erfordert bei N_{fb} Filterbank-Kanälen und N Meßwerten $(N_{fb} - 1) \times N$ Additionen. Bei $(N - 1)$ möglichen Dispersionsschritten ist die Rechenzeit also proportional zu N^2 , der Anzahl an Additionen. Ganz ähnlich wie bei der FFA (Abschnitt 5.2) lassen sich jedoch viele doppelte Additionen durch eine Baumstruktur verhindern.

⁸ Eine grobe Abschätzung für das maximal zu erwartende Dispersionsmaß ergibt sich mit der galaktischen Breite b (deg) aus der Beziehung $DM_{max} \leq 30.0 / \sin(|b|)$ (Lorimer 2001b).

** Ausdruck 5.6 wurde von (5.5) abgeleitet und ist nur gültig für $\Delta\nu \ll \nu$.

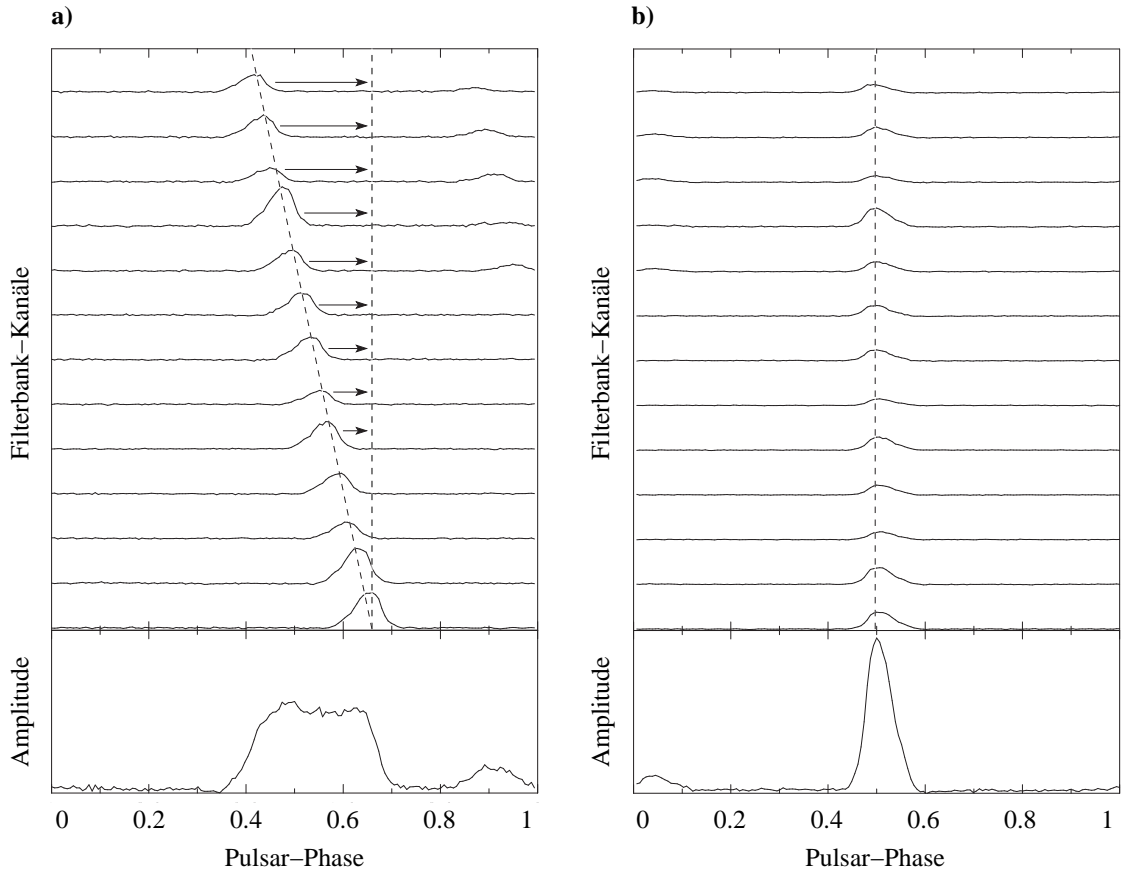
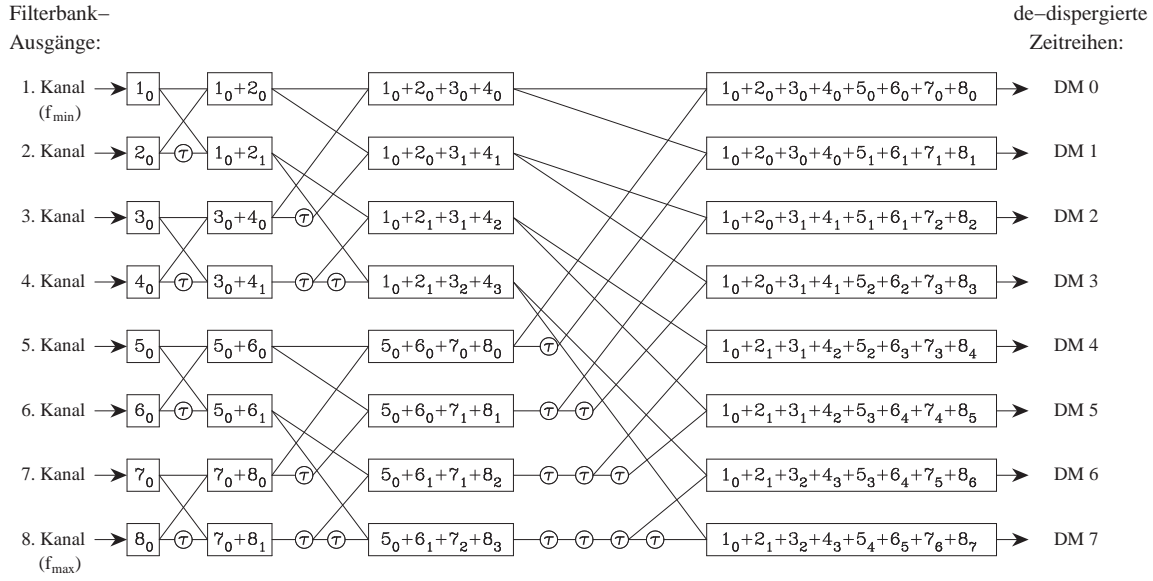


Abbildung 5.6:

- a) Durch Dispersion im interstellaren Medium erreichen die Pulse den Beobachter frequenzabhängig verzögert, wodurch es zu einer Verbreiterung der empfangenen Pulse kommt.
- b) Mit einer Aufteilung der Empfängerbandbreite in mehrere schmale Kanäle und einer anschließenden Verzögerung der höheren Frequenzen, lassen sich die empfangenen Pulse de-dispergieren und das Signal-zu-Rauschen verbessern.

5.4.1 Der Tree-Algorithmus

Wie Ausdruck 5.5 zeigt, verhält sich die Dispersionsverzögerung t_{disp} proportional zu ν^{-2} . In kleinen Bereichen ist eine Annäherung durch eine lineare Funktion jedoch zulässig, wodurch sich der Rechenaufwand erheblich verkleinern läßt. Abbildung 5.7 zeigt die Struktur des sogenannten *Tree-Algorithmus* (Taylor 1974) zur Berechnung von n de-dispergierten Zeitreihen aus n Filterbank-Kanälen. Ähnlich wie bei der FFA-Methode, ergibt sich auch beim Tree-Algorithmus jedes Zwischenergebnis aus

**Abbildung 5.7:**

Struktur des Tree-Algorithmus für 8 Eingangskanäle.

Durch konstante Verzögerungen (τ) werden aus N Eingangssignalen N de-dispergierte Zeitreihen berechnet. Die großen Zahlen repräsentieren den Filterbank-Kanal; die kleinen Indizes die Anzahl der Verzögerungen um τ .

den zwei vorherigen Werten, womit auch wieder eine speichersparende *in-place* Verarbeitung möglich ist. Die in Abbildung 5.7 dargestellte Grundform de-dispergiert die Eingangskanäle von $DM = 0$ bis zum Diagonal- DM , d.h. jeder Meßwert ist genau um eine Verzögerung τ zum Nachbarkanal verschoben. Sind größere Dispersionsmaße verlangt, kann τ um $m \times t_{\text{samp}}$ vergrößert oder mehrere Eingangswerte zusammengefaßt werden, bevor der Tree-Algorithmus erneut durchlaufen wird. Bei mehr als 8 Kanälen läßt sich der Algorithmus durch horizontales Spiegeln erweitern.

Während der Aufwand bei der konventionellen Methode mit N^2 ansteigt, erfordert der Tree-Algorithmus nur $N \log_2 N$ Additionen. Erwähnt sei an dieser Stelle, daß auch die Adreßrechnung für die Verschiebung der Eingangsdaten CPU-Zeit benötigt und der Algorithmus nur dann effizient arbeiten kann, wenn die Daten von allen Filterbank-Kanälen vollständig in den Arbeitsspeicher des Rechners passen. Vor allem im letzten Punkt liegt die Hauptbegrenzung des Algorithmus, denn die Suche nach Millisekunden-Pulsaren mit vielen Filterbank-Kanälen sprengt schnell die Speichergrenze heutiger Computer.

5.5 Einzelpuls-Suche

Untersuchungen von Einzelpulsen bei mehreren Pulsaren zeigten eine deutliche Variation der Puls-Amplituden im Vergleich zur mittleren Puls-Stärke (Wielebinski 1968, Hesse & Wielebinski 1974, Ritchings 1976) und teilweise ein völliges Ausbleiben von einzelnen Pulsen (*pulse nulling*) (Backer 1970). Die Folge von diesen Schwankungen ist, daß eine Perioden-Suche nicht immer erfolgreich sein muß und insbesondere langperiodische Pulsare bei kurzen Integrationszeiten nur schwer zu erkennen sind (Nice 1999). Aber auch eine limitierte zeitliche Auflösung bei der Instrumentierung (z.B. Detektoren, Pulsar-Backend) erschwert die Suche nach schnellen Pulsaren, da durch die Nichterfassung von höheren harmonischen Signalanteilen die Empfindlichkeit stark beeinträchtigt wird. So wurde der Crab-Pulsar als klassisches Beispiel nicht aufgrund seiner periodischen Emission, sondern durch seine starken Einzelpulse entdeckt (Staelin & Reifenstein (1968)).

Während die Pulsvariationen bei normalen Pulsaren nur um wenige Faktoren schwanken, wurden bei bisher sechs⁹ Pulsaren sogenannte *Giant Pulses* (GPs) entdeckt:

1. PSR B 0531+21 (Staelin & Sutton 1970, Lundgren et al. 1995)
2. PSR B 1937+21 (Cognard et al. 1996)
3. PSR B 1821-24 (Romani & Johnston 2001)
4. PSR B 0540-69 (Johnston & Romani 2003)
5. PSR B 1957+20 (Joshi et al. 2003)
6. PSR J 0218+4232 (Joshi et al. 2003)

GPs bezeichnen gelegentliche Pulse, die eine zwischen 10 und ≥ 100 Mal größere Flußdichte aufweisen als die mittlere Puls-Intensität und oftmals eine deutlich schmalere Pulsbreite besitzen (Hankins & Rickett 1975, Hankins et al. 2003, Jessner et al. 2004).

Um auch dieses aperiodische Verhalten von Pulsaren zu berücksichtigen, bietet sich, als Ergänzung zur üblichen Perioden-Suche, eine Suche nach Einzelpulsen an (Nice 1999, Cordes & McLaughlin 2003). Zwei verschiedene Methoden wurden hierbei im Rahmen der PSRSEARCH-Software für die Pulsar-Suche in Effelsberg entwickelt und getestet.

⁹ Giant Pulses in PSR B 1112+50 (Ershov & Kuzmin 2003) konnten bisher nicht zuverlässig bestätigt werden

- (A) Jeder Filterbank-Kanal wird nach Subtraktion eines laufenden Mittelwerts auf ein konstantes RMS normiert. In einem nächsten Schritt erzeugt ein angepaßtes *matched filter* (North 1963) für jeden Kanal eine Liste, in der jeder Puls, der eine zuvor gesetzte Schwelle überschreitet, mit Intensität und Position in der Zeitreihe vermerkt wird. Eine anschließende Korrelation dieser Listen für verschiedene DMs erzeugt eine Statistik über die Anzahl der erkannten Pulse, in Abhängigkeit zum Dispersionsmaß. Diese Art der Pulserkennung kann für verschiedene Signalschwellen (eine guter Wert liegt bei $\sigma \approx 4$) wiederholt werden, wobei auch die Zeit bei der Gewichtung des *matched filters* variiert werden sollte.
- (B) Bei dem zweiten getesteten Verfahren werden die Filterbank-Kanäle, wie bei der Suche nach Perioden, zunächst für eine Vielzahl von verschiedenen Werten de-dispergiert. Auch bei dieser Methode erzeugt ein angepaßtes *matched filter* wieder eine Liste von Pulsar-Kandidaten, die eine gesetzte Schwelle überschreiten. Durch die vorherige De-Dispersion vermeidet diese Methode jedoch viele Fehldetektionen durch RFI-Einflüsse, sobald das DM einen etwas größeren Wert angenommen hat.

Bei beiden Verfahren ist eine anschließende Inspektion der gefundenen Detektionen “per Hand” zwingend erforderlich, weil viele Pulse durch Störungen produziert werden. Ein abschließendes Urteil, welche Methode die bessere ist, kann nicht gegeben werden, da sich je nach beobachtetem Pulsar, mal das eine, mal das andere Verfahren als vorteilhafter herausstellte.

Eine Einzelpuls-Suche wurde in der Vergangenheit (Davies & Large 1970, Nice 1999), wie aber auch in aktuellen Such-Projekten immer wieder eingesetzt (McLaughlin et al. 2001, 2004).

Durch die VFC-Digitalisierung in Effelsberg ist eine Einzelpuls-Suche auf jeden Fall sinnvoll, denn das Verfahren profitiert erheblich von der hierbei erreichbaren hohen Dynamik. Aus diesen Gründen wird die Suche nach Einzelpulsen auch innerhalb der PSRSEARCH-Software bei jeder Beobachtung automatisch mit durchgeführt, jedoch nur bei den 6 cm-Messungen ausgewertet, da bei anderen Frequenzen die fehlerhaften Detektionen durch RFI zu hoch sind.

5.6 Suche nach Pulsaren in Binär-Systemen

Bei den bisherigen Betrachtungen war die sehr genaue Pulsperiode das Erkennungszeichen für einen Pulsar. Spätestens nach der Entdeckung des Binär-Pulsars PSR B 1913+16 (Hulse & Taylor 1974) war jedoch klar, daß sich Pulsare auch in Systemen mit anderen Sternen befinden können und die beobachtete Periode, durch die Orbitalbewegung und den Doppler-Effekt, beeinflußt wird. Für die Pulsar-Suche ist dies von entscheidender Bedeutung, denn es ist offensichtlich, daß ein Drift in der Periode zu einer Verbreiterung der Frequenzspitzen im Fourier-Spektrum führt und hierdurch die Suchempfindlichkeit verschlechtert wird (Abbildung 5.8).

Die Breite eines Frequenz-Bins Δf_{bin} im Fourier-Spektrum ergibt sich aus der Beobachtungsdauer T_{obs} zu¹⁰

$$\Delta f_{bin} = \frac{1}{T_{obs}} \quad . \quad (5.7)$$

Bei Annahme einer konstanten Beschleunigung a des Pulsars¹¹ auf dem Sehstrahl zum Beobachter, beträgt die Frequenzverschiebung Δf_{orb} aufgrund der Doppler-Verschiebung

$$\Delta f_{orb} = \frac{a T_{obs}}{P c} \quad , \quad (5.8)$$

wenn c die Lichtgeschwindigkeit und P die Rotationsperiode des Pulsars ist.

Bei den Binär-Systemen, die eine kurze Orbital-Periode T_{orb} haben, oder bei langen Beobachtungszeiten T_{obs} ist die Annahme einer konstanten Beschleunigung a nicht mehr ausreichend. In diesen Fällen kommt es im Fourier-Spektrum zu einer Aufteilung der Signalenergie auf mehrere Frequenz-Bins und hierdurch zu einer Reduzierung der Signalhöhe, wodurch sich das Verhältnis zwischen Signal und Rauschen verschlechtert.

Um den Verlust an Empfindlichkeit durch den Doppler-Effekt bei Pulsaren in Binär-Systemen zu mindern, wurden unterschiedliche Verfahren entwickelt (Middle-ditch & Kristian 1984, Anderson et al. 1990, Johnston & Kulkarni 1991, Wood et al. 1991, Ransom 2001b, Ransom et al. 2002, Middleditch 2004, Faulkner et al. 2004), die sich nach der Art der Doppler-Korrektur in zwei Hauptgruppen aufteilen lassen:

¹⁰ Δf_{bin} ist genau betrachtet ein frequenz-diskreter Wert, weil T_{obs} ein Vielfaches der Abtastrate t_{samp} sein muß!

¹¹ Für kurze Beobachtungszeiten T_{obs} oder lange Orbital-Perioden T_{orb} darf die Bahngeschwindigkeit ΔV als gleichförmig beschleunigt betrachtet werden (siehe Abbildung 5.8 b)).

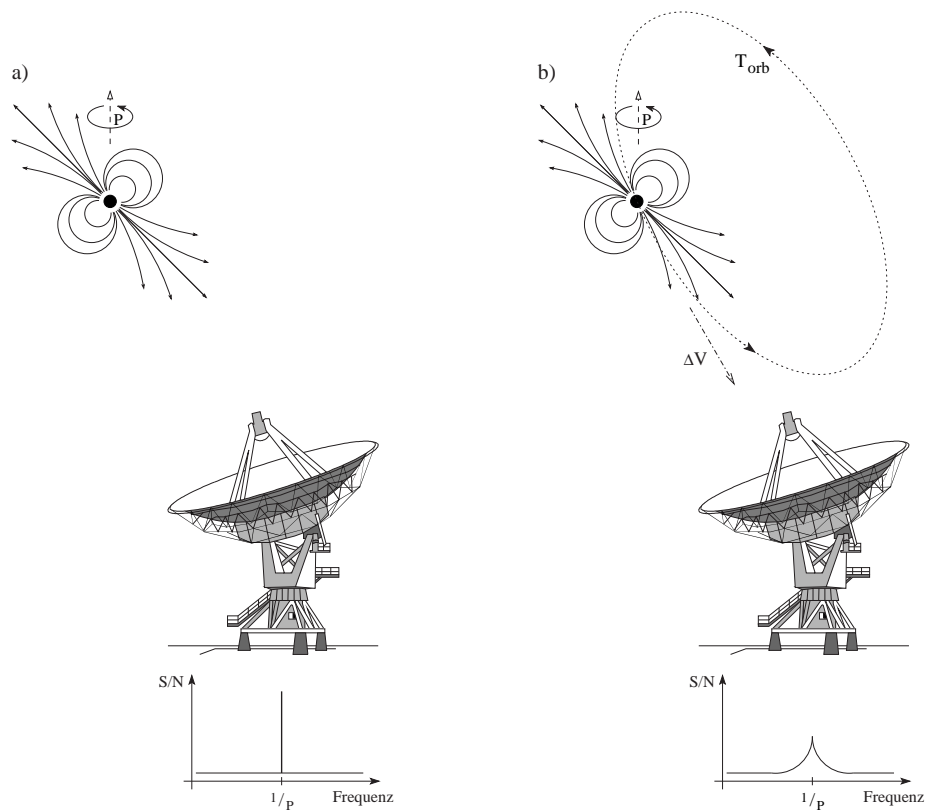


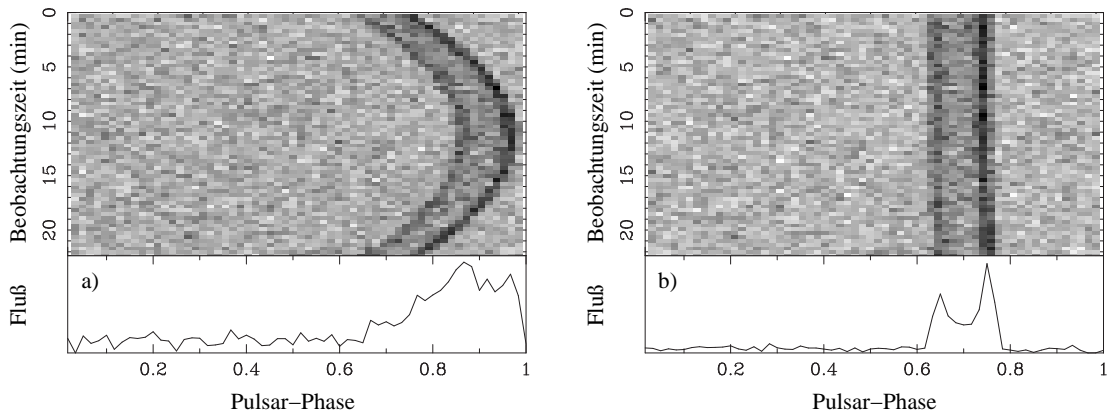
Abbildung 5.8:

- a) Ein isolierter Pulsar erzeugt im Fourier-Spektrum eine schmale Spitze bei der Frequenz $1/P$
- b) Durch die Bewegung in einem Binär-System wird die Pulsar-Periode aufgrund des Doppler-Effekts beeinflusst. Beim Beobachter bewirkt dies eine Verbreiterung der Signalspitze im Fourier-Spektrum und dadurch eine Verschlechterung des S/N .

- Doppler-Korrektur im Zeitbereich (Abschnitt 5.6.1)
- Doppler-Korrektur im Frequenzbereich (Abschnitt 5.6.2)

5.6.1 Korrekturen im Zeitbereich

Die Intension bei einer Doppler-Korrektur im Zeitbereich ist ganz ähnlicher Natur wie bei der Verminderung der Dispersion: Es wird nicht direkt nach dem richtigen Wert – wie bei der Pulsperiode – gesucht, sondern indirekt, durch Variation des Parameters, der passendste Wert ermittelt. Für die Doppler-Korrektur bedeutet dies,

**Abbildung 5.9:**

Ergebnisse einer Beobachtung des Binär-Pulsars PSR B 1913+16 mit dem 305-Meter Arecibo-Teleskop. (Abbildung aus Lorimer (2001a))

- a) Das Falten mit einer konstanten Periode, ohne Berücksichtigung des Doppler-Effekts, bewirkt eine Verschiebung der Puls-Phase während der Beobachtungszeit und dadurch eine Verbreiterung des integrierten Pulsprofils.
- b) Die gleiche Beobachtung nach Anwendung der Doppler-Korrektur. Deutlich ist die gute Profilrekonstruktion und das erheblich bessere Signal-zu-Rauschverhältnis zu erkennen.

daß die de-dispergierten Zeitreihen für mehrere Beschleunigungswerte $a \leq |a_{max}|$ gedehnt bzw. gestaucht werden, bevor eine FFT-/FFA-Analyse zum Einsatz kommt. Hierzu werden die mit der Abtastzeit t_{samp} aufgezeichneten Daten, durch Anwendung der Doppler-Formel, in ein neues Zeitschema $\tau(t)$ transformiert:

$$\tau(t) = \tau_{int} \left(1 + \frac{v(t)}{c} \right) . \quad (5.9)$$

Bei diesem Ausdruck beschreibt $v(t)$ die momentane Bahngeschwindigkeit des Pulsars aus Sicht des Beobachters und τ_{int} eine Konstante, die für die Umschreibung der Daten in das neue Zeitgefüge angepaßt werden kann. Da die abgetasteten Meßwerte zeit-diskrete Daten sind, der Doppler-Ausdruck (5.9) aber eine kontinuierliche Zeit liefert, wird bei der Umsortierung interpoliert und immer das Datum verwendet, was den geringsten Fehler verursacht. Bei der Suchsoftware PSRSEARCH (Abschnitt 5.8) wird zusätzlich die Konstante τ_{int} so dimensioniert, daß für den Wert an der Stelle $N/2$ die Bedingung $\tau(t) = t_{samp}$ gilt und die Daten zu den beiden Seiten hin gedehnt bzw. gestreckt werden¹².

¹² Durch dieses Verfahren bleibt auch die Beobachtungsdauer T_{obs} unverändert.

Unter der Annahme, daß die Beobachtungszeit T_{obs} kurz im Vergleich zur Orbit-Periode P_{orb} ist, gilt $v(t) = at$ und die Meßwerte brauchen nur für einen weiteren Parameter – die konstante Beschleunigung a – variiert werden¹³. In allen anderen Fällen muß zusätzlich auch noch die Ableitung der Beschleunigung \dot{a} und ggf. noch weitere Parameter mit einbezogen werden¹⁴. Eine vollständige kohärente Suche durch Variation aller fünf *Keplerschen-Parameter* ist auch mit den derzeit schnellsten Computern kaum durchführbar.

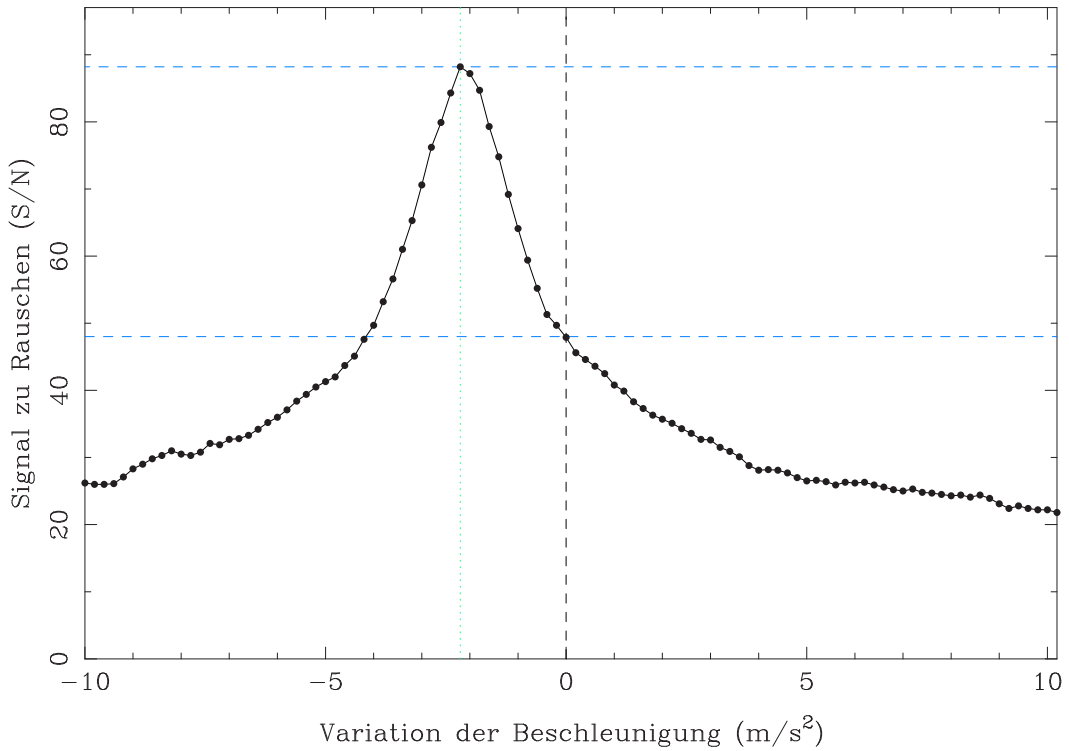
Abbildung 5.9 zeigt den Hulse-Taylor-Pulsars B 1913+16 für eine Beobachtungszeit von ~ 22 Minuten. Obwohl die Integrationsdauer nur knapp 5 % der Orbitzeit (7:45 Std.) beträgt, ist die Pulsverschiebung durch den Doppler-Effekt deutlich zu erkennen (Grauplotdarstellung in Abb. 5.9 a). Die Folge ist eine Verbreiterung des integrierten Pulsprofils und eine Verschlechterung des Signal-zu-Rauschverhältnisses. Die theoretische Detektionsgrenze wird erreicht bei $1/\Delta f_{orb} \geq P$, weil in diesen Fällen der Puls über eine ganze Pulsar-Periode verschmiert wird und somit kein Unterschied zwischen Pulsar-Signal und Rauschen mehr erkennbar ist. Empirische Untersuchungen und Simulationen haben gezeigt, daß die Annahme einer konstanten Frequenzverschiebung nur für $T_{obs} \leq P_{orb}/4\pi$ ohne signifikanten Verlust des S/N durchführbar sind (Ransom 2001b).

Abbildung 5.10 zeigt die Effektivität dieses Verfahrens am Beispiel einer Effelsberg-Beobachtung von PSR J 1012+5307 und der Auswertung mit PSRSEARCH (Abschnitt 5.8). Obwohl der Pulsar durch seine große Signalstärke auch mit einer normalen FFT-Suche gefunden worden wäre ($S/N \sim 47$, $a = 0 \text{ m s}^{-2}$), konnte durch Variation mit einer konstanten Beschleunigung der Detektionswert beinahe verdoppelt werden ($S/N \sim 88$, $a = -2.2 \text{ m s}^{-2}$).

Die bisher größten Erfolge dieses Verfahrens waren die Entdeckung des NS-NS Systems PSR B 2127+11C in M15 (Anderson et al. 1990) sowie das Auffinden von neun Binär-Pulsaren im Kugelsternhaufen 47 Tucanae (Camilo et al. 2000a). Auch die jüngste Entdeckung des ersten Doppel-Pulsar-Systems PSR J 0737-3039A & B (Burgay et al. 2003, Lyne et al. 2004), mit einem Orbit von ~ 2.4 Stunden, unterstreicht die Wichtigkeit, Suchprogramme für Binär-Pulsare zu optimieren.

¹³ Bei der Suche multipliziert sich die Rechenzeit mit jedem weiteren Parameter, der durch “probieren” gefunden werden muß!

¹⁴ Diese mehrdimensionalen Pulsar-Suchen sind extrem rechenintensiv, so daß sie bislang überwiegend in Kugelsternhaufen durchgeführt wurden, in denen das DM durch einen bekannten Pulsar eingeschränkt werden kann (Camilo et al. 2000a).

**Abbildung 5.10:**

Ergebnis einer Acceleration-Suche mit PSRSEARCH.

Der Binär-Pulsar PSR J 1012+5307 wurde bei 1.4 GHz in Effelsberg für 30 Minuten mit der PSE++-Erweiterung und dem PULSAR2000-Backend beobachtet. Durch Einbeziehen einer konstanten Beschleunigung a im Bereich $(-10 \text{ m s}^{-2} \leq a \leq +10 \text{ m s}^{-2})$, konnte das S/N von 47 (normale Suche, $a = 0 \text{ m s}^{-2}$) auf 88 bei $a = -2.2 \text{ m s}^{-2}$ erhöht werden.

5.6.2 Korrekturen im Fourier-Raum

Nachteilig bei der Doppler-Variation im Zeitbereich ist, daß die modifizierten Zeitreihen für jeden Korrekturschritt erneut Fourier-transformiert und die Spektren nach harmonischen Anteilen untersucht werden müssen. Gerade diese Verarbeitungsschritte benötigen bei einer Pulsar-Suche aber die meiste Rechenzeit und definieren damit auch die Grenzen dieses Verfahrens. So benötigt die Suche nach dem Binär-Pulsar PSR J 1012+5307 aus Abbildung 5.10 bereits 100 verschiedene Variationsschritte für die Beschleunigung a ; wollte man zusätzlich auch die erste Ableitung der Beschleunigung \dot{a} mit einbeziehen oder müßte das Dispersionsmaß noch durch “probieren” ermittelt werden, wären mehrere Zehntausend Fourier-Transformationen mit anschließender Spektralanalyse nötig.

“Stack Searches”

Ein sehr einfaches Verfahren zur Reduzierung der Empfindlichkeitsverluste durch den Doppler-Effekt, unterteilt die de-dispergierten Zeitsignale in mehrere Segmente, von denen anschließend mit kurzen FFTs das Fourier-Spektrum berechnet wird. In einem zweiten Schritt werden die Segment-Spektren zu einem gemeinsamen Spektrum addiert und nach harmonischen Frequenzspitzen durchsucht. Durch die kurzen FFTs (N_S -Elemente) sinkt die Frequenzauflösung Δf_{bin} des diskreten Leistungsspektrums auf

$$\Delta f_{bin} = \frac{2}{N_S t_{samp}} , \quad (5.10)$$

wodurch ein Binär-Pulsar in weniger Frequenz-Bins verschmiert, als es bei einer langen FFT über die komplette Beobachtungszeit der Fall wäre (van der Klis 1989).

Zusätzlich können die einzelnen Fourier-Spektren vor der Summation noch in ihrem Frequenzbereich verschoben werden (inkohärente Addition), womit eine weitere Empfindlichkeitssteigerung möglich ist.

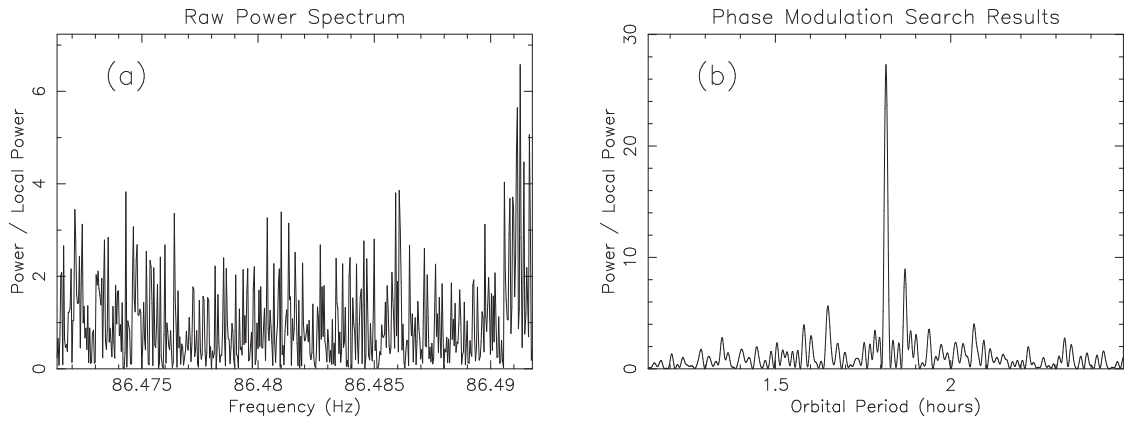
Weil diese Methode keine konkreten Werte, sondern nur obere Grenzen für die Orbital-Periode liefert, müssen mögliche Pulsar-Kandidaten, mit dem in Abschnitt 5.6.1 beschriebenen Verfahren, genauer untersucht werden, bevor eine Rekonstruktion des Pulsprofils im Zeitbereich möglich ist.

“Phase Modulation Searches”

Für besonders kurze Orbitzeiten bzw. lange Beobachtungen wurde die Phasenmodulation- oder Seitenband-Suche von S. Ransom und S. Jouteux¹⁵ unabhängig voneinander entwickelt (Ransom 2001a, Jouteux et al. 2002).

Die Idee bei diesem Verfahren ist es, durch weitere kurze FFTs der bereits Fourier-transformierten Zeitreihen, die Orbit-Periode P_{orb} direkt im zweiten Frequenzspektrum (Orbit-Spektrum) zu suchen. Damit diese Methode funktioniert, muß zunächst die Bedingung $T_{obs} \geq P_{orb}$ gelten, denn nur dann wird die Pulsar-Periode vollständig durch mindestens einen Orbit-Umlauf moduliert. Da sich die modulierte Pulsar-Periode in erster Näherung gut durch eine Schwingung beschreiben läßt, kann auf

¹⁵ Jouteux bezeichnet diese Suchmethode als “*Partial Coherence Recovery Technique*”

**Abbildung 5.11:**

Ergebnis der “Phase-Modulation” Suche von einer 7 Stunden Beobachtung des Kugelsternhaufens Terzan5 mit dem Parkes Teleskop (Nice & Thorsett 1992) (Grafik aus Ransom (2000) entnommen)

- a) Zeigt einen Ausschnitt aus dem Fourier-Spektrum zentriert um die Periode von PSR B1744–24A ($P = 11.56 \text{ ms} \leadsto f_{\text{PSR}} = 86.48 \text{ Hz}$). Da sich der Pulsar in einem Orbit befindet, zeigt das Spektrum keine signifikanten Spitzen ($\sigma > 7$), weil sich das Signal auf viele Frequenz-Bins verteilt.
- b) Durch eine weitere Fourier-Transformation des Spektrums aus a) ist eine deutliche Spitze bei der Orbital-Periode $P_{\text{orb}} = 1.82 \text{ Std.}$ zu erkennen. Der Pulsar “verrät” sich also durch seine Orbital-Bewegung und nicht – wie bei einer normalen FFT-Suche – durch seine Pulsperiode.

eine Analyse von harmonischen Signalanteilen im Orbit-Spektrum verzichtet und eine einfache Frequenzspitzen-Suche durchgeführt werden.

Durch dieses Verfahren wird also, im Gegensatz zu den bisher vorgestellten Methoden, nicht nach der Pulsar- sondern nach der Orbit-Periode eines Binär-Pulsars gesucht. Wurde eine Orbit-Periode gefunden, so läßt sich, durch den Ort der zweiten Fourier-Transformation im Original-Spektrum, die Pulsar-Periode einschränken. Weiterhin kann durch die Ausdehnung der Seitenbänder¹⁶ im ersten Fourier-Spektrum eine Abschätzung der projizierten großen Bahnhalbachse ($x \equiv a \sin(i)/c$)¹⁷ vorgenommen und so ein weiterer Kepler-Parameter abgeschätzt werden.

Auch wenn die Seitenband-Suche in einer allgemeinen Beschreibung sehr einfach erscheint, ist ihre Komplexität nicht zu unterschätzen. So beeinflußt die Größe und

¹⁶ in der Technik entspricht dies dem Hub einer Frequenzmodulation

¹⁷ a : große Bahnhalbachse, i : Inklination des Orbits, c : Lichtgeschwindigkeit

der Überlappungsgrad der zweiten Fourier-Transformation entscheidend die Suchempfindlichkeit und muß daher für mehrere Orbit-Szenarien variiert werden. Zusätzlich wird die Empfindlichkeit dieser Methode nicht nur durch die in Abschnitt 6.3 beschriebenen Parameter bestimmt, sondern auch durch das Verhältnis

$$r_{obs} = \frac{T_{obs}}{P_{orb}} . \quad (5.11)$$

Die Entwicklung dieses Suchverfahrens inklusive einer genauen mathematischen Analyse der erreichbaren Empfindlichkeit in Abhängigkeit von r_{obs} und verschiedenen Orbit-Exzentrizitäten war Gegenstand der Doktorarbeit von Ransom (2001b).

5.7 Störunterdrückung (RFI-Mitigation)

Die Suche nach neuen Pulsaren wird in zunehmendem Maße immer mehr durch Störungen der modernen Kommunikations-, Radar- und Satellitentechnik negativ beeinflusst. Vor allem die neuartigen digitalen Übertragungsverfahren (DVB¹⁸, GSM¹⁹ und DAB²⁰) erzeugen, durch ihre gepulste Radioausstrahlung, ein Spektrum, das – ähnlich dem von Pulsaren – durch viele harmonische Frequenzanteile dominiert ist. Die Folgen sind häufige Fehldetektionen bei der Suche, die letztlich zu einer Minderung der Beobachtungsempfindlichkeit führen.

Abbildung 5.12 a) zeigt eine Pulsar-Beobachtung in Effelsberg mit provozierter Handy-Benutzung. Bei dieser Messung war das Teleskop bei einer Elevation von $\sim 25^\circ$ in Richtung Stellerraum ausgerichtet, während mehrfach im D- und E-Netz telefoniert wurde. Deutlich sind die Störungen im Spektrum zu erkennen, die wie Pulsar-Signale in mehreren harmonischen Frequenzspitzen auftreten (vgl. Abb. 5.5). In Abbildung 5.12 b) wird die Beobachtung in gleicher Richtung und Dauer mit ausgeschaltetem GSM-Handy gezeigt. Eine Zusammenfassung der RFI-Messungen in Effelsberg bei 1.4 und 4.85 GHz gibt Klein (2002b).

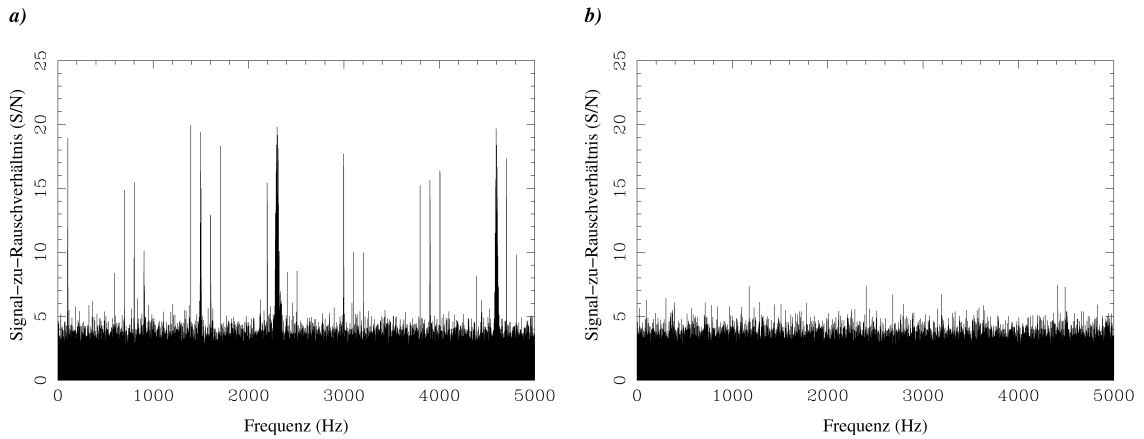
Um die besonders betroffenen niedrigen astronomischen Frequenzfenster ($\nu \leq 3$ GHz) auch in Zukunft nutzen zu können, wird im Rahmen von CRAF²¹ versucht, sich gegen den Druck der Kommunikationsindustrie zu behaupten und die

¹⁸ DVB: Digital Video Broadcasting

¹⁹ GSM: Global System for Mobile Communications

²⁰ DAB: Digital Audio Broadcasting

²¹ CRAF: Committee on Radio Astronomy Frequencies

**Abbildung 5.12:**

Frequenzspektrum einer 3.5 Minuten Beobachtung bei 1.4 GHz mit PSE++/PULSAR2000. (BW: $2 \times 30 \times 1.333$ MHz, $t_{\text{samp}} = 100 \mu\text{s}$, de-dispergiert mit $DM = 0 \text{ pc cm}^{-3}$)

- a) bei aktivem Betrieb eines GSM-Handys im D- und E-Netz (900 / 1800 MHz)
- b) bei ausgeschaltetem GSM-Handy

wenigen, für die Radioastronomie freigehaltenen Frequenzbereiche, zu verteidigen. Neben diesen Maßnahmen wurden in den letzten Jahren aber auch zunehmend Verfahren entwickelt und getestet, um den Einfluß von RFI²² auf radioastronomische Beobachtungen zu unterdrücken (RFI-Mitigation).

Prinzipiell muß bei Störungen zwischen RFI durch das Beobachtungssystem (z.B. durch schnelle Digitaltechnik in Backends und Computern am Observatorium) und Einflüssen von “Außerhalb” unterschieden werden. Während *selbstgemachte* Störungen durch eine sensiblere Auswahl von Komponenten und Schirmungen verhindert werden können, bedingen externe RFI-Einflüsse spezielle analoge und digitale Filtertechniken. Insbesondere in den digitalen Filterverfahren, die sich je nach Typ des Radioteleskops (Single-Dish, Interferometer, VLBI) erheblich unterscheiden, liegt ein enormes Potential bei der Erkennung und Beseitigung von RFI.

Grundlage dieser Verfahren sind hohe Zeit-, Frequenz- und ggf. Phasenauflösungen der Empfangsdaten (Fridman 2001). Mittels adaptiver Algorithmen, die auf Vergleiche von Beobachtungssegmenten im Zeit- und Frequenzbereich beruhen, lassen sich gestörte Regionen erkennen und – je nach Strategie – durch Nachbarbereiche

²² RFI: Radio Frequency Interference

oder synthetisiertes Rauschen auffüllen. Eine Zusammenfassung der für die Radioastronomie entwickelten Methoden zur Erkennung und Beseitigung von RFI wird in Fridman & Baan (2001) gegeben.

Für die Pulsar-Suche wurden zwei Methoden entwickelt, die in der Regel in Kombination eingesetzt werden:

- Zum einen können systematische Störungen²³, die unabhängig von Zeit und Beobachtungsrichtung auftreten, in Tabellen gesammelt und während der Datenanalyse zum Maskieren von Bereichen im Spektrum herangezogen werden. Die so gekennzeichneten Frequenzen lassen sich mit RMS-angepaßtem Rauschen füllen, wodurch Fehldetektionen in der anschließenden harmonischen Analyse (Abschnitt 5.3.1) verhindert werden.
- Die zweite Methode nutzt die Dispersionseigenschaft von Pulsar-Signalen, um Störer zu erkennen und zu markieren. Hierzu werden die Filterbanksignale der einzelnen Kanäle ohne zeitliche Verschiebung ($DM = 0 \text{ pc cm}^{-3}$) addiert. Weil terrestrische Störer²⁴, aufgrund ihrer lokalen Nähe, keine frequenzabhängige Phasenverschiebung erfahren, erscheinen sie bei $DM = 0$, im Gegensatz zu dispergierten Pulsar-Signalen, besonders deutlich. Aus den Frequenzspitzen, die eine festgelegte Schwelle im Spektrum bei $DM = 0$ überschreiten, läßt sich automatisch eine Liste generieren, die bei der weiteren Analyse des Datensatzes als Spektralfilter verwendet wird.

Eine Pulsar-Suche bei Frequenzen $\leq 1.5 \text{ GHz}$, ohne Anwendung der beschriebenen Verfahren zur Ausfilterung von Störern, ist in der heutigen Zeit kaum mehr denkbar. Während vor mehr als 10 Jahren die Hauptaufgabe einer guten Suchsoftware noch darin bestand, schwache Pulsarsignale im Rauschen zu finden, heißt die Herausforderung heute, Pulsar-Signale von Störern zu trennen.

Dies spiegelt sich auch in der Entwicklungsarbeit zu dem Suchprogramm PSR-SEARCH im nächsten Abschnitt wieder, in dem an verschiedenen Stellen Funktionen zur Erkennung und Unterdrückung von RFI vorgesehen wurden.

²³ z.B. die 50 Hz Netzfrequenz und harmonische Anteile bei 100 und 200 Hz, die durch Gleichrichter und Phasenanschnittsteuerungen erzeugt werden

²⁴ wie auch erdgebundene Satelliten

5.8 Entwicklung der Suchsoftware PSRSEARCH

Neben Backends mit vielen Eingangskanälen und hohen Abtastraten, erfordert die Pulsar-Suche vor allem Programme, die es dem Beobachter ermöglichen, periodische Signalanteile in den aufgenommenen Daten zu erkennen. Im Gegensatz zu vielen anderen radioastronomischen Messungen, gibt es für die Suche nach Pulsaren keine Standard-Programme, die weltweit bei der Datenanalyse eingesetzt werden. Die Gründe hierfür sind die sehr unterschiedlichen technischen Bedingungen (Filterbänke, Backends) an jedem Radioteleskop. Zudem verwendet beinahe jedes Observatorium eine andere Methode zur Speicherung von Teleskop-Parametern und Zeitmarken innerhalb der Meßdaten.

Unabhängig von diesen technischen Unterschieden, erfordern verschiedene Suchprojekte auch oft andersartige Analyseverfahren: Während ein Pulsar-Survey mit kurzen Integrationszeiten keine Rücksicht auf mögliche Doppler-Effekte von Pulsaren in Binärsystemen nehmen muß, ist dies bei der Suche nach Millisekunden-Pulsaren in Kugelsternhaufen, mit Beobachtungszeiten von einigen Stunden, unbedingt erforderlich.

Aus diesen Gründen war neben dem Entwurf und Bau von geeigneten Pulsar-Backends für Effelsberg, auch die Entwicklung einer Analysesoftware erforderlich, die speziell im Hinblick auf die geplanten Suchprojekte optiert sein sollte. Weil mit den von P. Müller entworfenen FFA-Programmen bereits sehr gute Verfahren für die Suche nach normalen und langperiodischen Pulsaren im Zeitbereich zur Verfügung standen, lag der Schwerpunkt der Softwareentwicklung bei FFT-basierten Programmen, die auch eine Suche nach Millisekunden-Pulsaren ermöglichen.

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Suchsoftware umfaßt neben Tools zur Datenkonvertierung die Hauptprogramme:

- **PSRSEARCH:** Baselinekorrektur; Rebinning; De-Dispersion; erste RFI-Mitigation; Doppler-Korrektur; FFT-Analyse mit “Stack Search”; zweite RFI-Mitigation; (Rebinning); harmonische Summation; Sortierung der Frequenzspitzen; Speichern von Ergebnissen und Fourier-Spektren (siehe Abschnitt 5.8.1)

- **PSR_{FIND}**: Auswertung der Ergebnisse von PSRSEARCH; Aussortierung von ganzzahligen Frequenzvielfachen ($\times 1, \times 2, \times 3, \dots$); optionale Unterdrückung von Frequenzanteilen der Vielfachen $1/4, 1/3, 1/2, 2/3$ und $3/4$; Sortierung der besten Pulsar-Kandidaten nach Periode, S/N und Dispersion; grafische Aufbereitung der Ergebnisse (S/N vs. DM, S/N vs. Beschleunigung \dot{a}) (siehe Abschnitt 5.8.2)
- **PSR_{PLOT}**: Darstellung, Skalierung und Bearbeitung von Fourierspektren aus PSRSEARCH (siehe Abschnitt 5.8.3)

5.8.1 PSRSEARCH

Obwohl die Suchsoftware vollständig neu entwickelt wurde, sind viele Ideen und Verfahren aus Publikationen, sowie aus den in FORTRAN entwickelten Programmen von Dunc Lorimer (SEEK) und Michael Kramer in PSRSEARCH eingeflossen. Die Ziele bei der Neuentwicklung lagen daher mehr im Bereich Verbesserung, Flexibilität und Anpassung an die geplanten Suchprojekte für Effelsberg. Zudem sollten die Programme möglichst effektiv und schnell arbeiten, um auch sehr große Datenmengen, wie sie bei langen Integrationszeiten bzw. bei Filterbänken mit vielen Kanälen anfallen, zu reduzieren. Weiterhin rückten preisgünstige PCs unter Linux mit zwei oder mehr Prozessoren in einen Leistungsbereich vor, der vor wenigen Jahren noch von teuren Workstations dominiert war. Dieser Entwicklungsrichtung folgend, sollte die Suchsoftware vorrangig für schnelle Linux-PCs entworfen werden.

Aus den Projektanforderungen und den Trends im PC-Bereich ergaben sich die folgenden Entwicklungsziele für PSRSEARCH:

- Programmierung in ANSI C (statt Fortran) für Unix / Linux Betriebssysteme
- automatische Konvertierung zwischen unterschiedlichen Rechnerarchitekturen (little endian / big endian)
- vollständige dynamische Speicherverwaltung mit automatischer und prioritätsbasierter Auslagerung auf Festplatten, zur Reduzierung von Zwischendateien
- Parallelisierung möglichst vieler Programmteile in Unix-Threads (pthreads)

- Unterstützung von netzwerkgekoppelten PCs (Linux-Cluster) durch das “Message Passing Interface” (MPI²⁵)
- Verwendung der FFTW²⁶- und INTEL MKL²⁷-Programmbibliotheken zur parallelisierten Berechnung der Fast Fourier Transform
- Baseline-Korrekturen der Eingangsdaten nach verschiedenen Methoden (Subtraktion einer flachen Baseline, laufende Mittelwertbildung, Polynom-Korrektur)
- De-Dispersion mit Taylor’s Tree-Algorithmus (Taylor 1974), siehe Abschnitt 5.4.1
- Zusammenfassen von Meßwerten (Rebinning) an verschiedenen Programmstellen
- Doppler-Korrekturen (Beschleunigung a und Beschleunigungsänderung \dot{a}) der de-dispergierten Zeitreihen (siehe Abschnitt 5.6.1)
- Doppler-Korrektur durch Aufteilung der de-dispergierten Daten in mehrere Fourier-Segmente mit anschließender inkohärenten Addition (“Stack-Search”, siehe Abschnitt 5.6.2)
- harmonische Summation und Analyse von Spektralanteilen 1., 2., 4., 8., 16. und 32. Ordnung (siehe Abschnitt 5.3.1)
- gewichtetes Rebinning im Fourierraum zur Vergrößerung von benachbarten Frequenz-Bins ähnlicher Signalstärke
- Sortierung der Frequenzspitzen mit Hilfe des Quicksort-Algorithmus (Sedgewick 1992)

Weil eine vollständige Beschreibung von PSRSEARCH²⁸ den Rahmen einer Doktorarbeit verlassen würde, wird im folgenden nur auf ein paar Unterpunkte eingegangen und ein Programmlauf von PSRSEARCH angegeben.

²⁵ <http://www-unix.mcs.anl.gov/mpi/mpich/>

²⁶ <http://www.fftw.org>

²⁷ Math Kernel Library, <http://www.intel.com/software/mkl>

²⁸ Das Programm besteht aus rund 15.000 Zeilen C-Code (~250 DIN A4-Seiten)!

Ein entscheidender Punkt bei der Softwareentwicklung war der ständige Test der Suchprogramme mit realen Meßwerten von Beobachtungen mit dem 100-Meter Teleskop. Hierbei konnten nicht nur wichtige Erkenntnisse im Hinblick auf Verbesserungen der Backends gesammelt werden, sondern auch Fehler, wie das Koinzidenz-Problem der Zähler-Bausteine (siehe Kapitel 64), aufgedeckt und behoben werden. Aus den frühen Tests von PSRSEARCH mit POESY konnte weiterhin eine effektivere Methode zur Subtraktion der Baseline abgeleitet werden, die eine Empfindlichkeitsverschlechterung bei besonders langen Perioden (‘‘rotes Rauschen’’) verhindert. Auch stellte sich die Speicherung der Meßdaten in zeitlicher Reihenfolge (vgl. Abschnitt 3.5.2) als wenig günstig für die weitere Verarbeitung heraus und wurde, wie die Baseline-Subtraktion, in PULSAR2000 verbessert.

Ein weiterer Punkt beim Test der Suchsoftware mit realen Beobachtungswerten war die Verarbeitungsleistung von PSRSEARCH. Wie bereits in der Einleitung von Kapitel 5 beschrieben wurde, ist der Rechenaufwand zum Auffinden von periodischen Signalanteilen in großen Datenmengen enorm Rechenzeit-intensiv. Obwohl das Leistungsvermögen heutiger Computer beeindruckend ist, stellt der Rechner immer noch den begrenzenden Faktor, besonders beim Aufspüren von Pulsaren in Binär-Systemen, dar. Aus diesen Gründen wurde PSRSEARCH von Beginn an durch Parallelisierung von Programmabläufen auf hohe Verarbeitungsleistung optimiert. Abhängig von der Anzahl der Prozessoren im System bzw. der Rechner in einem Cluster-Verbund, führt PSRSEARCH automatisch Programmteile in mehreren Threads aus. Neben der Parallelisierung der FFT durch externe Programm-bibliotheken (FFTW, Intel MKL) wurde die Baseline-Korrektur, das Rebinning der Meßwerte, Taylor’s Tree-Algorithmus zur De-Dispersion und das *Quick-Sort*-Verfahren zum Aussortieren der Frequenzspitzen in Threads implementiert. Durch diese Maßnahmen konnte ein Parallelisierungsgrad I_{\parallel} für eine Suche mit 32 Kanälen und 2^{23} Meßwerten auf einem Dual-Prozessor Rechner von $I_{\parallel} \geq 1.85$ (ideal: $I_{\parallel} = 2.0$) erreicht werden.

PSRSEARCH ist dadurch auch für zukünftige Suchprojekte mit extrem großen Datenumfang vorbereitet und kann auch auf Clustern mit mehreren hundert Computern effektiv eingesetzt werden.

Abbildung 5.13 zeigt die Ausgaben von PSRSEARCH bei der Analyse von 21cm Effelsberg-Daten. Um PSRSEARCH auch im Batch-Betrieb zu betreiben, können alle Parametereinstellungen auch mit Hilfe von Kontroll-Dateien gesetzt werden.


```

+-----+
| PSRsearch: MPIfR PULSAR-SEARCH |
+-----+
|
|   Version:  2.11
|   Revision: Aug 25 2002
|
|   bklein@MPIfR-Bonn.MPG.de
|
+-----+

* Input file:          poesy0136.data
* Skyfrequency:       1410 MHz
* Channels:           16  (4 MHz bandwidth)
* Sample time:        0.500 ms
* Samples (total):    9013787
* Observing time:     01:15:06
* Read interval:      0.0% - 100.0%
.                      (9013787 samples, 01:15:01)
* Compute FFT with 9003750 samples (99.9%)!

Creating FFT plan for 9003750 samples ... okay.
Read all channels:
[1] [2] [3] [4] [5] [6] [7] [8] [9] [10] [11] [12] [13] [14] [15] [16] okay
Subtract baseline: (SLOPING, RUNNING)
[1] [2] [3] [4] [5] [6] [7] [8] [9] [10] [11] [12] [13] [14] [15] [16] okay
* RMS = 3.183481  (clipping 135 samples: 0.000%)
Add channels with equal frequencies:
[1+9] [2+10] [3+11] [4+12] [5+13] [6+14] [7+15] [8+16] okay.
Add all channels (ZeroDM) ... okay.
ZeroDM: FFT and Power-Spectrum ... okay.

Search for pulsars with periods: 10 msec .. 8 sec!
* Fourier resolution: 0.000222 Hz.
* Nyquist frequency: 1000.0 Hz.
* DM-range:          0.0 .. 1000.9 pc/cc

DM = 0.0    -> FFT -> zapping -> normalize -> harmonic searching ..... ok
.            => found peak at: 538.34 ms, (1.857559 Hz) SNR: 18.1 (fold: 1)
DM = 6.0    -> FFT -> zapping -> normalize -> harmonic searching ..... ok
.            => found peak at: 538.34 ms, (1.857559 Hz) SNR: 18.2 (fold: 1)
:           :           :           :           :           :           :
DM = 994.9  -> FFT -> zapping -> normalize -> harmonic searching ..... ok
.            => found peak at: 538.34 ms, (1.857559 Hz) SNR: 19.7 (fold: 1)
DM = 1000.9 -> FFT -> zapping -> normalize -> harmonic searching ..... ok
.            => found peak at: 538.34 ms, (1.857559 Hz) SNR: 19.5 (fold: 1)

* Best suspect:  538.34 ms  (1.857559 Hz)
* Signal/Noise:  41.5
* Harmonic fold:  4
* DM:            536.6 pc/cc

```

Abbildung 5.13:

Programmlauf einer Pulsar-Suche mit PSRSEARCH: Bereits während des Suchlaufs wird die Periode von PSR J1812-1733 ($P = 538.34$ ms) gefunden, weil Störungen (z.B. die 50 Hz Netzfrequenz) wirkungsvoll ausgefiltert werden ("zapping").

5.8.2 PSRFIND

Um die von dem Suchprogramm PSRSEARCH erzeugten Ergebnisdateien zu analysieren, wurde das Programm PSRFIND entwickelt. PSRFIND sortiert die Pulsar-Kandidaten, die eine vorgegebene Detektionsschwelle nicht überschreiten, aus und generiert für jeden Dispersions- bzw. Beschleunigungsschritt eine Liste mit Kandidaten gleicher Periode. Anschließend werden von PSRFIND ganzzahlige Vielfache²⁹ einer Periode aus den Listen entfernt, damit Pulsare nur bei einem Periodenwert erscheinen. Optional lassen sich auch Vielfache von $1/4$, $1/3$, $1/2$, $2/3$ und $3/4$ der Perioden entfernen, was sich in der Praxis als sinnvoll erwiesen hat.

Da sich das Signal-zu-Rauschverhältnis einer detektierten Pulsar-Periode in Abhängigkeit von Dispersion bzw. Beschleunigung ähnlich einer Gaußkurve verhält (siehe Abbildung 5.14), prüft PSRFIND an verschiedenen Stellen das S/N, um eine Wahrscheinlichkeitsbewertung für einen realen Pulsar zu erstellen. Weiterhin zeigt ein Pulsar, im Vergleich zu einer Störung, besonders viele harmonische Frequenzanteile in unmittelbarer Nähe des korrekten Dispersionswertes ($DM > 0 \text{ cm}^{-3} \text{ pc}$), weil dann seine Pulsbreite minimal wird. Hierdurch kann die Periode mit besserem S/N nach mehrfachem harmonischen Summieren erkannt werden, wodurch die S/N-Kurve einen weiteren positiven Anstieg erfährt (vgl. Abbildung 5.14). Auch dieses Verhalten wird von PSRFIND genutzt, um die Wahrscheinlichkeit für eine reale Pulsar-Detektion zu bewerten.

Umfangreiche Tests mit Beobachtungsdaten von Pulsaren verschiedenster Periode und Dispersion zeigten, daß der Einsatz einer Bewertungsfunktion bei der Kandidatensortierung ein zweckmäßiges Mittel ist, um Pulsare von Störungen zu unterscheiden.

In Abbildung 5.15 werden die Ergebnisse einer PSRFIND-Analyse in Textform dargestellt. Ausgangspunkt dieser Analyse war die Suche mit PSRSEARCH aus Abbildung 5.13. Wie Abbildung 5.15 auch zeigt, konnten drei Pulsare bei diesem Suchprozeß gefunden werden, wobei ein Pulsar (PSR J 1812-1718) bereits außerhalb der HPBW³⁰ des 21cm Beams in Effelsberg lag.

²⁹ Die Genauigkeit bei der Bestimmung von Vielfachen, wird in Abhängigkeit des minimalen Abstands zwischen zwei Frequenzbins im Fourier-Spektrum, dynamisch den jeweiligen Beobachtungsdaten angepaßt.

³⁰ HPBW: half power beam width (Halbwertsbreite der Hauptkeule)

Um die Kurvenverläufe S/N vs. Dispersion bzw. S/N vs. Beschleunigung zu betrachten, kann PSRFIND für einzelne Pulsar-Kandidaten zusätzlich in den Grafik-Modus umgeschaltet werden, wie am Beispiel von Pulsar B1830-08 in Abbildung 5.14 gezeigt wird.

Da in der Praxis auf eine Suche mit PSRSEARCH auch unmittelbar eine Analyse der Pulsar-Kandidaten durch PSRFIND folgt, können beide Programme, wie bereits in Kapitel 3.5.2 beschrieben, mithilfe des Pipe-Befehls (`|`) verbunden werden: `PSRSEARCH raw.data | PSRFIND`.

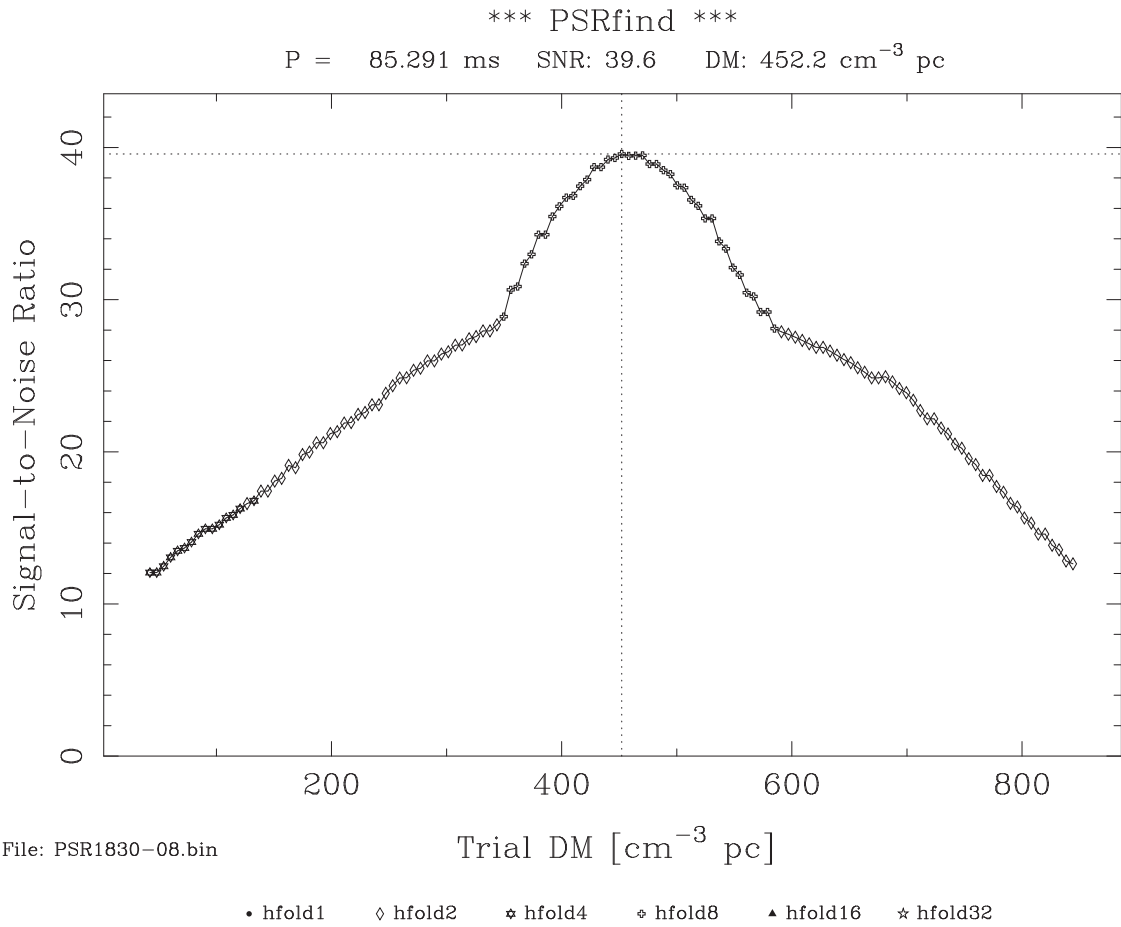


Abbildung 5.14:

Grafische Ausgabe (S/N vs. DM) von PSRFIND bei einer Suche nach dem Pulsar PSR B1830-08.

Deutlich ist die typische Gaußform der Dispersionskurve und der Anteil höherer harmonischer Anteile (hfold8) um das S/N -Maximum zu sehen.

```

+-----+
| PSRfind: MPIfR PULSAR-SEARCH |
+-----+
|
|   Version:  1.81
|   Revision: Nov 02 2002
|
|   bklein@MPIfR-Bonn.MPG.de
|
+-----+

* infile:                poesy0136.bin
* number of channels:    8
* number of spectral points: 4501875
* sample-time:          0.500 ms
* start DM:             0.0 pc/cc
* stop DM :             1000.0 pc/cc
* number of harmonic sums: 5
* number of DM trials:  167
* total number of suspects: 2802

-> Zapping integer & non-integer harmonics ... ok

PSRfind - Results:
=====

+-----+
| PRD [ms]    SNR:    DM:    fold:    P/Ptop:    Ptop/P: |
+-----+
|  538.341    41.5    536.6    4        1.00000    1.00000 | (PSR J1812-1733)
|  104.180    27.5    488.4    2        0.19352    5.16741 | (PSR J1811-1736)
| 1205.362    16.8    253.2    3        1.12042    0.89253 | (PSR J1812-1718)
+-----+

```

Abbildung 5.15:

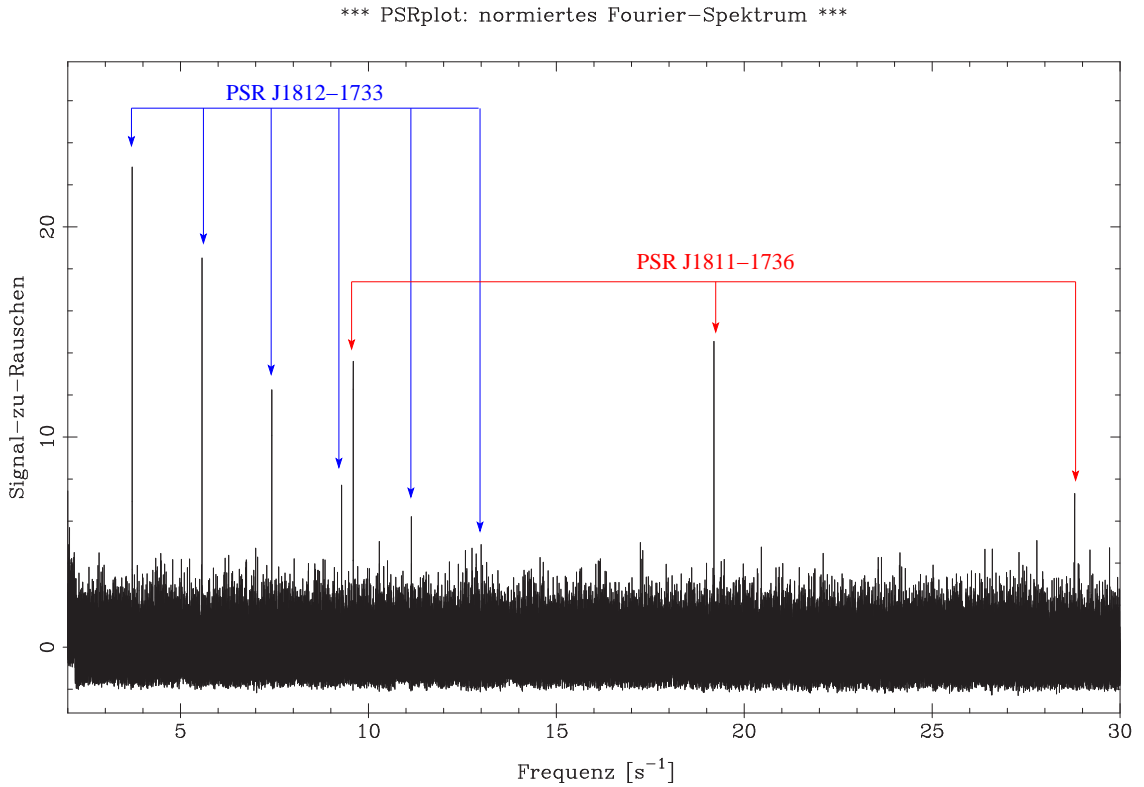
Ergebnisausgabe von PSRFIND.

Alle drei Pulsare (PSR J1812–1733, PSR J1811–1736 und PSR J1812–1718) konnten gefunden werden, obwohl PSR J1812–1718 schon außerhalb der HPBW des 21cm Empfängers lag!

PSR J1811–1736 hat durch seinen sehr breiten Puls, aufgrund von Scattering bei 1.4 GHz (vgl. Abbildung 1.11 auf Seite 20), nur wenige harmonische Frequenzanteile und war deshalb bei der zweiten harmonischen Summation am stärksten.

5.8.3 PSRPLOT

Zur komfortablen grafischen Darstellung der Fourier-Spektren für verschiedene Dispersionsschritte und harmonische Additionen, ist das Hilfsprogramm PSRPLOT entwickelt worden. Die anfänglich für die Bewertung von verschiedenen Bearbeitungsschritten während der Entwicklungsphase von PSRSEARCH entworfene Software, hat sich auch in der späteren Analyse von Pulsar-Kandidaten als zweckmäßig

**Abbildung 5.16:**

Grafische Ausgabe des normierten Leistungsspektrums mit PSRPLOT (vgl. Abbildungen 5.13 und 5.15). Die blauen und roten Pfeile markieren die harmonischen Frequenzspitzen der beiden Pulsare J1812–1733 und J1811–1736.

erwiesen. Weil die von PSRSEARCH für PSRPLOT generierten Dateien bereits einen Header mit allen wichtigen Suchparametern enthalten, können die Grafiken – ohne weitere Eingaben des Benutzers – richtig skaliert und beschriftet dargestellt werden. Weiterhin bietet PSRPLOT eine interaktive Shell an, in der durch Kommandoeingabe Grafiken beliebig umskaliert, beschriftet, coloriert und überlagert werden können.

Abbildung 5.16 zeigt als Beispiel für eine PSRPLOT-Ausgabe das Leistungsdichtespektrum der Pulsar-Suche aus Abbildung 5.13. Weil die beiden Pulsare J1812–1733 und J1811–1736 ein unterschiedliches Dispersionsmaß besitzen, wurden die Filterbank-Daten mit einem mittleren DM de-dispergiert³¹.

³¹ Durch eine nicht exakte De-Dispersion verbreitert sich das mittlere Pulsprofil und die Pulsflanken werden flacher. Im resultierenden Spektrum werden hierdurch höherer harmonische Frequenzanteile reduziert.

5.9 Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel wurden zunächst verschiedene Algorithmen zum Auffinden von Pulsaren im Zeitbereich (FFA-Berechnung) und im Fourierraum (FFT-Methode) sowie der Prozeß des harmonischen Summierens beschrieben. Neben diesen beiden *klassischen* Verfahren wurde auch die Suche nach dispergierten Einzelpulsen erklärt, die gerne als Ergänzung zu den beiden Hauptmethoden eingesetzt wird.

Weiterhin wurde ein effizienter Algorithmus für die De-Dispersion von Filterbank-Daten (Taylor's Tree-Algorithmus) beschrieben, der im Rahmen der neu entwickelten Suchsoftware PSRSEARCH zusätzlich mithilfe von Threads parallelisiert wurde.

Um die Suche auch auf Pulsare in Binärsystemen zu erweitern, wurden verschiedene Ansätze im Zeit- und Frequenzbereich erörtert, die je nach Zielsetzung einen Verlust an Empfindlichkeit durch Doppler-Effekte reduzieren.

Ein immer wichtiger werdender Aspekt bei der Pulsar-Suche, ist die Erkennung und Unterdrückung von Störquellen (RFI), die in Folge der modernen Kommunikationstechnik (Handy, Satelliten, Radar) erzeugt werden. Zur RFI-Beseitigung wurden zwei Verfahren gezeigt, die entweder durch statische Vorgaben oder über die Dispersionseigenschaft von Pulsaren bestimmte Frequenzanteile ausfiltern und so fehlerhafte Detektionen vermeiden.

Der zweite Teil von Kapitel 5 widmet sich der Beschreibung der, im Rahmen dieser Arbeit, entwickelten Suchsoftware PSRSEARCH, dem Analyseprogramm PSRFIND und dem Visualisierungstool PSRPLOT. Neben dem Ziel, eine maßgeschneiderte Suchsoftware für konkrete Forschungsvorhaben mit dem Effelsberg-Teleskop zu erstellen, hatte die Entwicklung den positiven Nebeneffekt, viele Erkenntnisse zur Backend-Technik und der Digitalen Signalverarbeitung zu studieren. So konnte als ein Beispiel, das Koinzidenz-Problem von Zählern bei der Verknüpfung von asynchronen mit synchronen Signalen erkannt und behoben werden.

Durch die Erstellung der Suchsoftware in Modultechnik mit ANSI C unter Linux, ist das Programm auch für zukünftige Anforderungen und Erweiterungen vorbereitet. Zudem erlaubt die interne Parallelisierung von PSRSEARCH und die Unterstützung von Cluster-Computern eine hohe Verarbeitungsleistung, wie sie beispielweise bei Surveys mit Multibeam-Empfängern oder bei Langzeitintegrationen und der Suche nach Binär-Pulsaren benötigt wird.

Kapitel 6

Pulsar-Suche im Galaktischen Zentrum

Obwohl bis zum heutigen Tage ca. 1600¹ Radio-Pulsare entdeckt wurden, konnte bislang nicht ein einziger Pulsar im direkten Umfeld des Galaktischen Zentrums gefunden werden (Tabelle 6.1). Dies ist um so mehr verwunderlich, da die statistische Pulsar-Verteilung ein Maximum zur galaktischen Breite 0° und einen hohen Anstieg über die gal. Länge in Richtung zum Zentralgebiet unserer Galaxie zeigt (vgl. Abbildungen 6.1 und 6.11). Zudem zählt das Galaktische Zentrum zu den Himmelsbereichen, die besonders oft von Pulsar-Surveys bei verschiedenen Frequenzen (z.B. 400 MHz: Lyne et al. (1998), 1.4/1.5 GHz: Clifton et al. (1992), Johnston et al. (1992)) durchsucht wurden. Auch Beobachtungen mit längeren Integrationszeiten ($t_{int} = 11 - 22$ Minuten) in Richtung der Zentralregion bei 1520 MHz (Johnston et al. 1995) und schließlich der sehr erfolgreiche Parkes Multibeam Pulsar-Survey (PMBPS) bei 1374 MHz, mit einer Empfindlichkeit $S_{min} \approx 0.2$ mJy (Manchester et al. 2001), erbrachten keinen Pulsar im Galaktischen Zentrum².

Bemerkenswert an dieser Stelle ist, daß sich im Intervall $0^\circ \leq l < 4^\circ$ für $|b| \leq 20^\circ$ nicht ein einziger Pulsar mit einem charakteristischen Alter $\tau_c < 1$ Million Jahre³

¹ M. Kramer, persönliche Mitteilung

² Eine nicht weiter veröffentlichte Suche von A. G. Lyne bei 4.83 GHz, mit Bandbreiten von 10, 2.5 und 1.25 MHz und einer Empfindlichkeit im Bereich $S_{min} = 120 - 700$ mJy bei 4.83 GHz, blieb ebenfalls erfolglos (Davies et al. 1976).

³ Bei älteren Pulsaren ($\tau_c > 1$ Million Jahre) kann ihre derzeitige Position nicht mehr als Geburtsort angesehen werden.

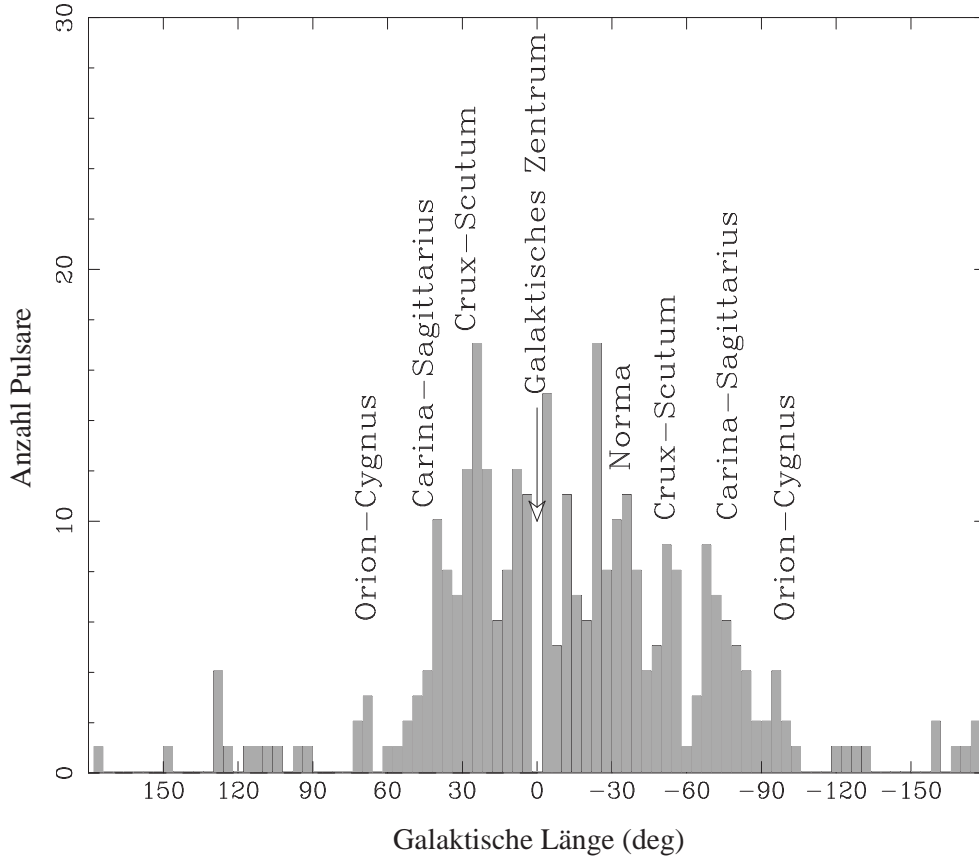


Abbildung 6.1:

Anzahl der gefundenen Pulsare in Abhängigkeit zur galaktischen Länge.

In dieser Grafik wurden nur die Pulsare berücksichtigt, die in der galaktischen Ebene ($|b| \leq 20^\circ$) liegen und die jünger als 1 Million Jahre sind – also trotz Eigengeschwindigkeiten von $v_{trans} \approx 450 \text{ km s}^{-1}$ (Lyne & Lorimer 1994) noch in der Nähe ihres Geburtsortes liegen. Obwohl die Population in Richtung des galaktischen Zentrums deutlich ansteigt, ist in direkter Richtung zum Zentrum bislang kein Pulsar entdeckt worden. (Abbildung aus: Kramer et al. (2003))

findet, während im komplementären Bereich $356^\circ \leq l < 360^\circ$ alleine 15 Pulsare existieren (Kramer et al. 2003).

Dieses Defizit von Pulsaren im Galaktischen Zentrumbereich läßt sich – spätestens nach dem PMBPS – nicht mehr durch fehlende Empfindlichkeit zur 8.5 kpc entfernten Region⁴, noch durch die hohe Hintergrundstrahlung in der gal. Ebene, die

⁴ Innerhalb dieser Arbeit wird die Entfernung zum Galaktischen Zentrum mit 8.5 kpc angenommen, auch wenn neueste Untersuchungen von Eisenhauer et al. (2003) eher einen Wert von $\simeq 8 \text{ kpc}$ ergeben.

Pulsar:	gal. Länge (deg)	gal. Breite (deg)	DM (pc cm ⁻³)	Alter (Jahre)	Abstand* (deg)	Abstand (kpc)
J1747–2802	0.970	0.120	835.00	1.86×10^7	0.98	3.29
J1747–2958	–0.700	–0.840	101.50	2.55×10^4	1.09	6.01
J1741–2945	–1.200	0.380	310.30	5.59×10^6	1.26	3.84
B1736–29	–0.790	1.060	138.56	6.49×10^5	1.32	5.31
B1746–30	–0.540	–1.240	509.40	1.23×10^6	1.35	0.59
J1752–2821	1.270	–0.980	516.30	2.92×10^6	1.60	0.91
J1741–3016	–1.650	0.130	382.00	3.34×10^6	1.70	3.48
J1741–2733	0.640	1.580	149.20	9.56×10^7	1.70	5.17
B1737–30	–1.710	0.240	153.00	2.06×10^4	1.73	5.22
B1742–30	–1.450	–0.960	88.37	5.46×10^5	1.74	6.42

* Sortierung

Tabelle 6.1:

Auflistung der Pulsare mit dem geometrisch geringsten Abstand (deg) zum Galaktischen Zentrum, basierend auf dem aktuellen ATNF-Pulsar-Katalog (Hobbs et al. 2004b). Weil bei vielen Pulsaren das Alter τ_c größer als 1 Million Jahre ist und ihre durchschnittliche transversale Geschwindigkeit $v_{trans} \approx 450 \text{ km s}^{-1}$ beträgt, kann ihre Position nicht mehr als Geburtsort betrachtet werden. So erscheint PSR B1746–30, trotz eines DMs von nur 509 pc cm^{-3} , mit 0.59 kpc nach dem alten Elektronendichte-Modell zur Entfernungsberechnung von Taylor & Cordes (1993) besonders nah am Zentrumsbereich — bei Verwendung des neueren NE2001-Modells, bestimmt sich sein Abstand zum Zentrum jedoch auf $\sim 2.7 \text{ kpc}$. Diese hohe Differenz zwischen beiden Modellen zeigt deutlich, wie schwierig eine genaue Entfernungsbestimmung aufgrund des DMs ist. Ein Indiz dafür, daß sich die aufgeführten Pulsare im Vordergrund zum Galaktischen Zentrum befinden, ist das Dispersionsmaß, das für keinen der aufgelisteten Pulsare deutlich über 1000 pc cm^{-3} liegt, wie man es für Zentrums pulsare erwarten würde.

besonders die Suchen bei 400 und 600 MHz limitiert haben, erklären. Die heutigen Vorstellungen für diesen Mangel basieren auf den besonders großen Streuzeiten⁵ τ_{sc} , die Zentrums pulsare erfahren und diese, für die üblichen periodischen Suchen bei niedrigen Frequenzen ($\nu \leq 1.5 \text{ GHz}$), *unsichtbar* erscheinen lassen (Abschnitte 6.2 und 6.3).

⁵ siehe Abschnitt 6.2.3

Die Entdeckung, auch von nur wenigen Zentrums pulsaren, ist von außerordentlicher Bedeutung, weil fortlaufende Beobachtungen (z.B. Pulsar-Timing) zur Klärung von noch ungelösten astronomischen Fragen über das Zentrum unserer Galaxie beitragen können:

- Verbesserungen in der Modellierung der tatsächlichen Pulsar-Verteilung, wodurch genauere Aussagen zur durchschnittlichen Geburtsrate, der Helligkeitsfunktion (*Luminosity*) und damit zur Anzahl von Pulsaren in unserer Galaxie getroffen werden können (Lorimer 2003b).
- Auch das neue Modell zur galaktischen Verteilung der Elektronendichte NE2001 (Cordes & Lazio 2002) stützt sich auf Annahmen und indirekte Messungen für den Zentralbereich unserer Galaxie. Bereits durch die Bestimmung von Dispersion DM und Streuverbreiterung τ_{sc} von nur wenigen Zentrums pulsaren, könnte das Modell verbessert und hierdurch die Entfernung zu vielen Pulsaren aufgrund ihrer Dispersion genauer bestimmt werden.
- Zur Klärung, ob es im Zentrum verschiedene Sternentstehungsepochen in der Vergangenheit und möglicherweise in jüngster Zeit gab, kann die Anzahl von gefundenen Zentrums pulsaren und deren Altersverteilung, in Kombination mit einer sorgfältigen Analyse der zugrunde liegenden Selektionseffekte, beitragen (Lorimer et al. 1993, Hartmann 1995, Carr et al. 2000).
- Durch Timing-Messungen der Periodenableitung \dot{P} von Zentrums pulsaren könnten Grenzen für das Gravitationsfeld des Galaktischen Zentrums, in ähnlicher Weise wie in M15 mit PSR B2127+11, gesetzt werden (Wolszczan et al. 1989).
- Gasbewegungen in unmittelbarer Nähe von Sgr A* erreichen Geschwindigkeiten von bis zu 100 km s^{-1} (Schwarz et al. 1989). Durch DM-Messungen ließen sich Veränderungen in der Größenordnung von Monaten erkennen, wodurch die Bewegungen von ionisiertem Gas im Galaktischen Zentrum untersucht werden könnten.
- Mit präzisen Messungen der Pulsankunftszeiten von Zentrums pulsaren ließe sich die Masse von zentralen Objekten, durch gravitationsbedingte Pulsverzögerungen, bestimmen. Diese Möglichkeit sowie die Nutzung von *microlensing*-Effekten wurde von Paczynski & Trimble (1979) und in Wex et al. (1996) ausführlich diskutiert.

Weiterhin besteht, wegen der hohen Massendichte im Zentrumsbereich durch stellare Objekte und deren Überreste, eine gute Chance zur Bildung von Binärsystemen. Ähnlich wie in Kugelsternhaufen beobachtet, könnte die Gravitationskraft von Pulsaren nahe Objekte einfangen und hierdurch die Bildung von Binärsystemen eingeleitet werden (Rasio 2000). Daher ist das Galaktische Zentrum auch der ideale Ort zur Suche nach wahrlich exotischen Objekten, wie Binärsystemen aus Millisekunden-Pulsar und Schwarzes Loch (MSP-BH). Tatsächlich legt das Entwicklungsszenarium eines solchen Systems sogar das Einfangen des Partners nahe, weil anderenfalls der gemeinsame Orbit bei der Bildung höchstwahrscheinlich zerstört würde. Wie wertvoll die Entdeckung eines MSP-BH Binärsystems ist, unterstreicht die Arbeit von Wex & Kopeikin (1999), die zeigt, daß Timing-Beobachtungen dieser Systeme die ultimativen Testumgebungen zur Überprüfung der Allgemeinen Relativitätstheorie sind.

6.1 Neutronensterne im Galaktischen Zentrum

Die Suche nach Pulsaren im Zentrumsbereich unserer Galaxie bedingt zunächst Überlegungen zur generellen Wahrscheinlichkeit von Neutronensternen in dieser Region. Weil bisher kein Pulsar im Zentrum gefunden wurde (Klein et al. 2003, Pfahl & Loeb 2004) – das Suchgebiet innerhalb dieser Arbeit⁶ aber zu klein für eine hohe statistische Pulsar-Wahrscheinlichkeit ist, wenn man von Beobachtungen in der galaktischen Ebene (z.B. Parkes-Multibeam Survey) ausgeht, müssen andere Faktoren zur Abschätzung der Anzahl von Zentrums pulsaren betrachtet werden.

Von Seiten der Pulsarentstehung sind dies massereiche Sterne ($M_{\star} \sim 8 - 20 M_{\odot}$), die am Ende ihres Lebens durch Supernova-Explosionen Neutronensterne bilden. Die Beobachtung dieser Vorläufersterne sowie die Detektionen von Supernova-Überresten bei verschiedenen Wellenlängen, vom Radio- bis in den Röntgen-Bereich, sind daher gute Indizien für mögliche Neutronensterne.

⁶ $\sim 0.4^{\circ} \times 0.4^{\circ}$, Details siehe Abschnitt 6.6

Weiterhin erlauben hochauflösende Interferometrie-Messungen (z.B. VLA-Beobachtungen) nicht nur die Detektion möglicher Pulsare als Punktquellen im Kontinuum, sondern – durch Überlagerungen von Beobachtungen bei verschiedenen Frequenzen – auch die Bestimmung des Spektralindex. Punktquellen mit einem Winkeldurchmesser von wenigen Bogensekunden und einem nicht-thermischen Spektrum sind weitere Indizien für mögliche Pulsar-Kandidaten.

Analysiert man den maximalen Beobachtungszeitraum von normalen Pulsaren im $P-\dot{P}$ -Diagramm (vgl. Abbildung 1.9), dann wird deutlich, daß es in den letzten $10^6 - 10^7$ Jahren eine Entwicklung von massereichen Sternen gegeben haben muß, damit heute Neutronensterne als Pulsare im Galaktischen Zentrum beobachtbar sind⁷. Diese Zeiten stehen in gutem Zusammenhang mit der Lebensdauer eines Hauptreihen-Sterns der Masse $M_\star \sim 10 - 20 M_\odot$, dessen nukleare Brennphase sich mit der Beziehung $10^{10}(M/M_\odot)^{-3}$ ebenfalls zu $\sim 10^7$ Jahre berechnet.

Weil Sternentstehung die unbedingte Voraussetzung zur Bildung von Pulsaren ist, werden in den beiden folgenden Unterkapiteln zwei verschiedene Ansätze für das Galaktische Zentrum betrachtet: Zunächst behandelt Abschnitt 6.1.1 die Anzahl möglicher Zentrumpulsare, die sich während einer gleichmäßigen Sternentwicklung (*Steady Star Formation*) gebildet haben könnten. Obwohl viele Autoren in neueren Veröffentlichungen eine konstante Sternentstehung im Zentrumsbereich eher für unwahrscheinlich halten (Mezger et al. 1999, Launhardt et al. 2002, Sofue 2003, Blum et al. 2003) und vielmehr eine Entwicklung in mehreren Zeitbereichen bzw. Episoden annehmen, ist das Steady Star Formation Modell zur Abschätzung einer unteren Schwelle von Pulsaren und zum Vergleich mit dem in Abschnitt 6.1.2 beschriebenen *Starburst*-Modell gut geeignet.

Da beide Modelle zur Sternentstehung im Zentralbereich unserer Galaxie zunächst auf Annahmen und Beobachtungen im Zusammenhang mit massereichen Sternen aufbauen – aus denen Neutronensterne erst entstehen – erweitert Abschnitt 6.1.3 die Betrachtung auf Supernova-Überreste (SNR), die ein unmittelbarer Indiz für Pulsare sind. Hierbei werden die Beobachtungen mit den für SNR inhärenten Selektionseffekten bewertet und neben Messungen im Radiobereich auch neuere Röntgen-Beobachtungen diskutiert.

⁷ Auch wenn recycelte (Millisekunden-)Pulsare ein Alter von $\geq 10^9$ Jahre erreichen, werden sie an dieser Stelle nicht weiter betrachtet, weil sie emissionsschwächer als normale Pulsare erscheinen und schon wegen ihrer kurzen Pulsperioden schwerer zu detektieren sind und deshalb nicht das primäre Ziel bei einer Suche nach Zentrumpulsaren darstellen.

6.1.1 *Steady Star Formation*

Die Bedingungen für Sternentstehung innerhalb der zentralen 100 – 200 pc sind aufgrund hoher Gas-Temperaturen (3600 ± 230 K), -Dichten und großer Gas-Turbulenzen mit Geschwindigkeiten von $3.0 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$ sowie starken Magnetfeldern (Morris 1989) nicht vergleichbar mit den Sternentstehungsgebieten in den äußeren Spiralarmen unserer Galaxie (Carr et al. 2000, van Loon et al. 2003).

Ausgehend von den Berechnungen von Genzel et al. (1994), die auf einer konstanten Leuchtkraft / Masse-Umrechnung beruhen, ergeben sich für die zentralen ~ 100 pc eine Gesamtmasse im Bereich von $\sim 5 \times 10^8 - 10^9 M_{\odot}$. Ein Großteil dieser Masse wird durch Sterne erbracht, von denen sich viele in den drei jungen stellaren Clustern (Arches, Galactic Center und Quintuplet Cluster) befinden (Figer 2003). Weil die Anfangsmassenverteilung (*initial mass function*, IMF) zur Sternbildung im Galaktischen Zentrum höher als in der galaktischen Ebene angenommen werden kann (Güsten 1989, Morris 1993), werden sich vergleichsweise mehr massive Sterne bilden können. Cordes & Lazio (1997) berechneten mit der klassischen Salpeter-IMF ($\Gamma \sim -1.35$) für die galaktische Ebene (Salpeter 1955) sowie für die von Scalo (1986, 1998) benannte IMF für galaktische Cluster eine Anzahl von $4 - 12 \times 10^7$ Neutronensternen⁸ für das Galaktische Zentrum über eine Zeitskala von $\sim 10^{10}$ Jahren.

Um von dieser Anzahl auf eine realistische Größe der heute noch detektierbaren Pulsare zu schließen, muß zunächst der Anteil der Neutronensterne bestimmt werden, der aufgrund seiner durchschnittlichen Transversal-Geschwindigkeit im Gravitationsfeld des Zentrums gebunden bleibt. Da Pulsare Eigengeschwindigkeiten von $\sim 450 \text{ km s}^{-1}$ (Lyne & Lorimer 1994, 1995, Cordes 1986) erreichen können und damit im Laufe ihres Pulsar-Lebens⁹ eine Entfernung von mehr als 1 kpc zurücklegen, dürfen nur Pulsare mit Geschwindigkeiten von $\lesssim 100 \text{ km s}^{-1}$ berücksichtigt werden, die im Zentralbereich verbleiben. Nach dem aktuellen Pulsar-Katalog ist dies nur jeder ~ 5 . Pulsar, womit sich die Summe der möglichen Zentrums pulsare auf $2 - 20 \times 10^6$ verringert. Weiterhin ist die maximale Emissionsdauer von Pulsaren ($10^6 - 10^7$ Jahre) zu berücksichtigen. Bei einer gleichmäßigen Sternentwicklungsrate über die letzten 10^{10} Jahre – wie hier angenommen – reduziert sich die Anzahl möglicher Zentrums pulsare um einen weiteren Faktor $10^3 - 10^4$.

⁸ In der fortlaufenden Betrachtung wird die Zahl der Neutronensterne im Galaktischen Zentrum (~ 100 pc) der Einfachheit halber mit $10^7 - 10^8$ angenommen.

⁹ $10^6 - 10^7$ Jahre

Statistische Untersuchungen von ~ 300 Pulsaren durch Lorimer et al. (1995) ließen zunächst den Eindruck entstehen, daß junge Pulsare ($\sim 10^6$ Jahre) eine höhere statistische Emissionsstärke aufweisen und ein tendenziell flacher abfallendes Frequenzspektrum zeigen als ältere Pulsare und daher die bevorzugten Kandidaten für eine Zentrumssuche wären. Diese Korrelation der Emissionseigenschaften mit dem Alter von Pulsaren konnte sich aber nach den vielen Neuentdeckungen durch den PMBPS nicht bestätigen (Maron et al. 2000, Lorimer 2003a). Dennoch wird für die weitere Betrachtung der pessimistischere Faktor von 10^4 verwendet, um einer Überbewertung der Pulsar-Statistik durch lokale leuchtstarke Pulsare entgegen zu wirken, wodurch sich die Zahl potentieller Pulsare im Zentrum auf $\lesssim 2000$ verringert. Von dieser Anzahl sind statistisch wiederum nur $\sim 20\%$ als Pulsar beobachtbar (*beaming fraction*), weil der Emissionskegel der restlichen Pulsare die Erde nicht überstreicht (Gunn & Ostriker 1970). Auch diese Zahl verringert sich nochmals, weil bei einer Entfernung von ~ 8 kpc zum Galaktischen Zentrum nur die stärksten Pulsare detektierbar sind. Zudem wird die Detektion durch Scattering-Einflüsse, die zu einer Pulsverbreiterung führen (siehe Abschnitte 6.2.3), weiter erschwert. Berechnungen und Simulationen zur Detektionsrate der Effelsberg-Suche werden im Abschnitt 6.5 behandelt. Im Vorgriff sei auf Tabelle 6.2 von Seite 190 mit den Ergebnissen dieser Analyse verwiesen, nach der zwischen 3 – 53 % der heute bekannten Pulsare bei Berücksichtigung sämtlicher Selektionseffekte detektierbar wären, wenn sie sich im Galaktischen Zentrum befinden würden.

Dies führt letztlich zu einer maximalen Anzahl von $\lesssim 10 - 250$ detektierbarer möglicher Zentrums pulsare für die Effelsberg-Suche, bei Annahme der Steady Star Formation Theorie.

6.1.2 Die *Starburst*-Theorie

Während die bisherigen Betrachtungen zur Sternentstehung im Galaktischen Zentrum von einer konstanten Entwicklung ausgingen, deuten einige Merkmale, wie massereiche junge Sterne sowie kurzlebige Wolf-Rayet Sterne, auf eine jüngere aktive Sternentstehungszeit (*Starbursts*) hin (Mezger et al. 1999, Launhardt et al. 2002, Wang et al. 2002, Sofue 2003, Blum et al. 2003). Alleine die beiden sternreichen Arches- und Quintuplet-Cluster, die nur 25 pc bzw. 30 pc vom Galaktischen

Zentrums-Cluster entfernt liegen (Cotera et al. 1992, Stolte et al. 2002, Glass et al. 1987), enthalten tausende von Sternen, wovon alleine ~ 300 als O-Sterne klassifiziert werden konnten (Lang et al. 1999). Ein Wert für die gegenwärtige Sternentstehungsrate der zentralen Cluster läßt sich über Masse, Alter und Ausdehnung von Arches / Qunituplet abschätzen: $5 \times 10^4 M_\odot / \sim 5 \times 10^6 \text{ Jahre} \approx 0.01 M_\odot / \text{Jahr}$, womit sich die Sternentstehungsdichte auf $10^{-7} M_\odot / \text{Jahr pc}^{-3}$ berechnet. Dieser Wert ist im Vergleich zur durchschnittlichen Sternentstehungsrate in unserer Galaxie ~ 250 -fach höher.

Diese Ergebnisse in Kombination mit Beobachtungen von Wolf-Rayet Sternen und einer Zunahme an Supernova-Überresten in Richtung des Galaktischen Zentrums (siehe Abschnitt 6.1.3) machen eine konstante Sternentstehungsgeschichte unwahrscheinlich (Sellgren 1989, Serabyn & Morris 1996, Krabbe et al. 1995). Allgemein wird daher ein Starburst vor $\sim 10^6 - 10^7$ Jahren vermutet, zumal keine älteren vergleichbaren Cluster im Zentralbereich bisher bekannt sind (Lis & Serabyn 2001). Abhängig von der tatsächlichen Anzahl von massereichen Sternen und deren Alter im Galaktischen Zentrum ($\sim 100 \text{ pc}$), haben Cordes & Lazio (1997) eine Anzahl von $\sim 10^2 - 10^6$ Neutronensterne abgeschätzt, die sich – ausgehend vom letzten Starburst – gebildet haben könnten.

Weil die Entwicklung von Sternen mit Massen von $\sim 20 M_\odot$ im gleichen Zeitbereich liegt wie die Annahmen vom letzten Starburst, werden alle Neutronensterne heute noch als Pulsare aktiv sein. Um auf die tatsächliche detektierbare Zahl von Pulsaren zu schließen, muß daher nur die Geschwindigkeitsverteilung der Zentrumpulsare ($\lesssim 20\%$ sind gebunden), der “beaming”-Faktor ($\sim 20\%$) und die Detektionswahrscheinlichkeit des Effelsberg-Surveys ($3 - 53\%$) berücksichtigt werden (siehe Abschnitt 6.1.1). Dies führt zu einer maximalen Anzahl detektierbarer Pulsare im Galaktischen Zentrum von $\lesssim 10^3$, die durch einen Starburst vor $\sim 10^6 - 10^7$ Jahren entstanden sein könnten.

Ein direkter Vergleich beider Sternentstehungsansätze zeigt, daß bei einem jungen Sternburst vor $\sim 10^6 - 10^7$ Jahren eine um den Faktor $4 - 100$ größere Anzahl von detektierbaren Zentrumpulsaren gebildet werden kann als bei der Steady Star Formation Theorie. In beiden Fällen ergeben die Überlegungen jedoch, daß es eine realistische Zahl von Pulsaren im Galaktischen Zentrum geben muß, die bei Beachtung sämtlicher bekannter Selektionseffekte (siehe auch Abschnitt 6.5) im Rahmen der Effelsberg-Suche detektiert werden können.

6.1.3 Supernovae im Zentrumsbereich

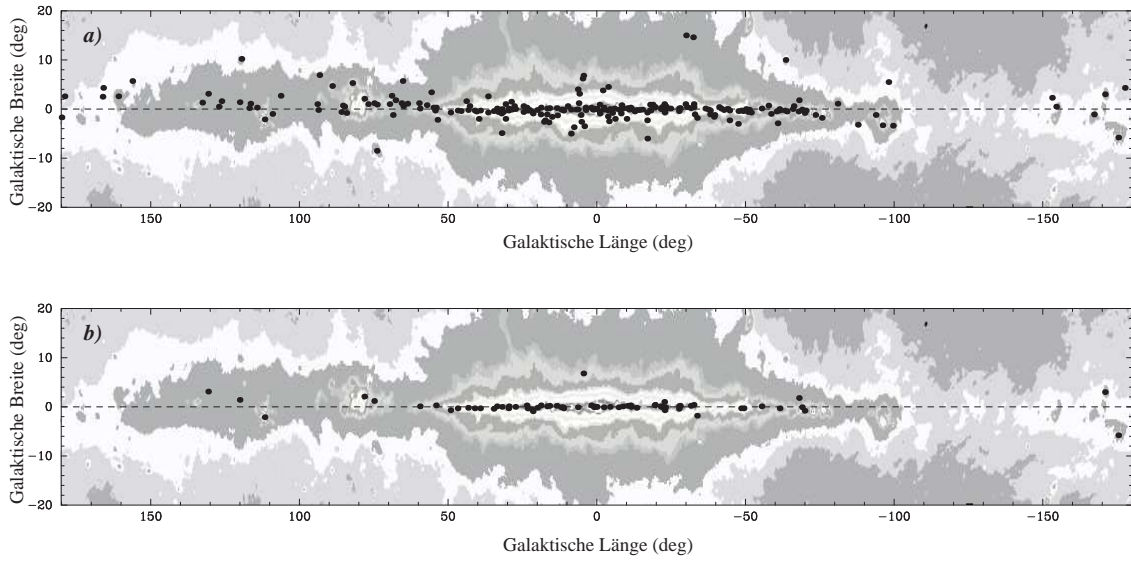
Die bisherigen Ansätze zur Abschätzung von Zentrums pulsaren bauten auf Annahmen über Sternentstehungsraten und deren zeitlichen Verlauf auf. Wie der weite Streubereich der Werte zeigt, sind viele Annahmen spekulativ und beziehen sich ausschließlich auf die Geburt massereicher Sterne, also auf die Vorgänger von Neutronensternen. Die Untersuchung von Supernova-Überresten (SNR) in Richtung des Galaktischen Zentrums bietet dagegen ein unmittelbareres Indiz für die Bildung von Neutronensternen.

Weil das Auffinden von SNRs einer Vielzahl von Selektionseffekten unterliegt, müssen zunächst diese Einflüsse bewertet werden, um die Beobachtungen richtig zu interpretieren.

Obwohl in jüngster Zeit auch zunehmend SNR außerhalb des Radiobereichs entdeckt worden sind, beziehen sich die folgenden Betrachtungen ausschließlich auf den klassischen cm-Wellenbereich, in den die große Mehrzahl aller Detektionen fallen. Ähnlich wie bei einer Pulsar-Suche sind auch Kontinuum-Durchmusterungen nach SNR zunächst von der Grundempfindlichkeit Σ des Surveys limitiert. Ein gängiger Wert vieler Surveys (Green 2001), angegeben bei der Standard-Frequenz von 1 GHz, ist $\Sigma_{1\text{ GHz}} \approx 8 \times 10^{-21} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Anders als bei Pulsar-Surveys ist jedoch, daß dieser Wert nicht das alleinige Limit bei SNR-Detektionen vorgibt, denn gegen die Strukturen des galaktischen Hintergrunds sind SNRs nur schlecht unterscheidbar. Zudem ist auch die Winkelauflösung θ der Durchmusterung ein bedeutender Faktor, denn nur SNRs im Auflösungsvermögen des Surveys können erkannt werden. Neben dem Σ - und θ -Limit geht weiterhin die Struktur des Supernova-Überrestes (*Shell*, *Filled-Center*, *Composite*) in die Erkennungsfähigkeit einer Durchmusterung ein. Diese ist abhängig von der Art der Supernova sowie der Umgebung im interstellaren Medium (Green 1991, 2001, 2004, Reich 2002).

Abbildung 6.2 a) zeigt 231 Supernova-Überreste aus dem aktuellen SNR-Katalog von D. A. Green (2004)¹⁰ in galaktischen Koordinaten (l, b) vor dem 408-MHz Kontinuum-Hintergrund von Haslam et al. (1982). Es ist zu erkennen, daß sich die Mehrzahl der SNRs bei kleinen galaktischen Breiten ($\overline{b_{\text{SNR}}} \lesssim 0.3^\circ$) befinden und damit im Bereich der erhöhten galaktischen Hintergrundstrahlung liegen. Die Selektionseffekte dieser Hintergrundemission werden in Abbildung 6.2 b) deutlich, in der nur die

¹⁰ on-line: <http://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs>

**Abbildung 6.2:**

Darstellung bekannter Supernova-Überreste in galaktischen Koordinaten vor dem 408 MHz Kontinuum-Hintergrund von Haslam et al. (1982).

a) Alle Supernova-Überreste, unabhängig ihrer Oberflächenhelligkeit $\Sigma_{1\text{ GHz}}$.

b) Nur Supernova-Überreste mit $\Sigma_{1\text{ GHz}} > 8 \times 10^{-21} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.

Deutlich wird, daß sich die hellen Überreste vorwiegend in einem Bereich $|l| \leq 60^\circ$ und $|b| \leq 2^\circ$ befinden (Weitere Details im Text).

leuchtstarken ($\Sigma_{1\text{ GHz}} > 8 \times 10^{-21} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$) SNR dargestellt sind. Wie zu erwarten, konzentrieren sich die helleren SNRs mehr im galaktischen Längenbereich $|l| \leq 60^\circ$, während schwächere Überreste auch zunehmend in Richtung Anti-Zenter, aufgrund der schwächeren Hintergrundstrahlung, detektiert werden.

Zur Erkennung von SNR bzw. zur Unterscheidung gegenüber thermischen HII-Regionen hat sich, neben Polarisations- und optischen Informationen, die Bestimmung des Spektral-Index als wertvoll erwiesen. Besonders durch das Einbeziehen von Daten aus dem fernen Infrarot-Bereich ($60 \mu\text{m}$), in dem die thermische HII-Strahlung besonders intensiv erscheint, konnte das Unterscheidungskriterium zwischen der nicht-thermischen Emission von SNRs und der thermischen Strahlung von HII-Regionen verschärft werden (Fürst et al. 1987).

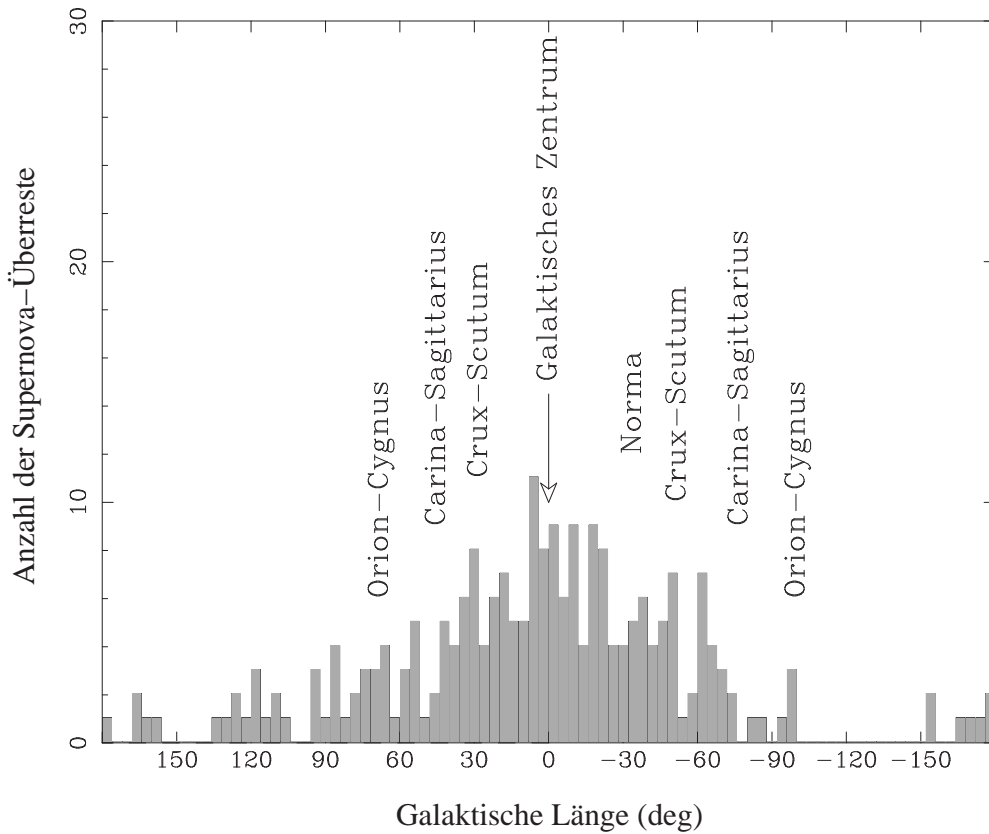
Untersucht man die Assoziationen zwischen Supernova-Überresten und Pulsaren, so stellt man erstaunlich wenige Beziehungen fest, obwohl Statistiken für $\sim 80\%$ aller Supernova-Explosionen in unserer Galaxie das Entstehen von Neutronensternen

vorhersagen (Reich 2002). Dennoch hat sich die Zahl der Assoziationen, aufgrund besonders empfindlicher Pulsar-Suchen mit großen Bandbreiten, von 20 im Jahr 2002 auf nunmehr 30 erhöht (Camilo 2003, Lorimer 2003a). Prominentester Vertreter dieser Entdeckungsreihe war hierbei PSR J0205+6449, ein nur $\sim 45 \mu\text{Jy}$ starker 65 ms-Pulsar im Supernova-Überrest 3C58 (SN1181), an dessen Suche auch die Bonner Pulsar-Gruppe beteiligt war (Camilo et al. 2002d). Da die Verwandtschaft zwischen 3C58 und dem Pulsar als sehr wahrscheinlich gilt, ist PSR J0205+6449 mit ~ 820 Jahren¹¹ der jüngste bekannte Pulsar. Diese sowie ähnliche Entdeckungen der letzten Jahre (Camilo et al. 2002b,a,c) haben gezeigt, daß die Assoziationen zwischen Pulsar / SNR den heutigen Empfindlichkeitslimits von Radioteleskopen unterliegen — die Beziehung zwischen Pulsar und SNR aber auch durch Beobachtungen nachweisbar ist.

Vor dem Hintergrund, daß die Erkennung von SNRs in Richtung des Galaktischen Zentrums, aufgrund der Struktur und der erhöhten Hintergrundemission, besonders schwierig ist, zeigt Abbildung 6.3 dennoch die größte Anzahl von Supernova-Überresten in Zentrumsrichtung. Ein direkter Vergleich der SNR-Verteilung aus Abb. 6.3 mit der, in gleicher Auflösung erstellten Grafik, für Pulsare (Abb. 6.1, S. 156), ergibt bei $l = 0^\circ \pm 2^\circ \sim 10$ SNRs, während im gleichen Intervall kein Pulsar bekannt ist. Dieser Umstand unterstreicht auf der einen Seite die Existenz von Neutronensternen in Richtung des Galaktischen Zentrums, auf der anderen Seite aber auch den Einfluß von Selektionseffekten bei der Pulsar-Suche in dieser Region.

Durch empfindliche Durchmusterungen mit Röntgen-Satelliten (*Chandra*, *XMM*) konnte die Anzahl potentieller Supernova-Überreste in Zentrumsrichtung in den letzten Jahren weiter erhöht werden (Senda et al. 2002, Bykov 2003, Yusef-Zadeh et al. 2003). Auch diese Entdeckungen sind ein unmittelbarer Beweis für die Existenz von Neutronensternen und gleichfalls auch ein weiteres Indiz für aktive Sternentstehung und einen möglichen Starburst in der jüngeren Geschichte des Galaktischen Zentrums (Sidoli et al. 1999, Sofue 2003).

¹¹ Die Altersangabe bezieht sich auf historische Aufzeichnungen der Supernova-Explosion.

**Abbildung 6.3:**

Anzahl der Supernova-Überreste in Abhängigkeit zur galaktischen Länge.

Die Grafik wurde mit der gleichen Auflösung in galaktischer Länge (binning: 4°) erstellt wie Abb. 6.1, so daß ein direkter Vergleich möglich ist. Anders als in der Pulsar-Grafik (Abb. 6.1), ist der Bereich in Richtung des Galaktischen Zentrums ($l \approx 0^\circ$) mit einer relativ hohen Anzahl von Supernova-Überresten besetzt. (D.A. Green, Vers. Januar 2004).

6.2 Interstellare Streuung / Scattering

Das interstellare Medium (ISM) unserer Galaxie, bestehend aus einer Mischung von teilweise ionisiertem Gas, Staub und hochenergetischen Teilchen, beeinflusst die Übertragung von Radiowellen auf unterschiedliche Weise (siehe auch Abschnitt 1.3). Wegen Unregelmäßigkeiten und Turbulenzen in der Elektronendichteverteilung des ISM, in der Größenordnung von $10^7 - 10^{13}$ m (Armstrong et al. 1995), kommt es zu Beugungs- und Streueffekten. Diese können durch Variationen der Flußdichte (*Scintillation*), der Winkelaufweitung von kompakten Quellen (*Angular Broadening*) und

durch Verbreiterung der Pulsprofile bei Pulsaren (*Dispersion & Scattering*) beobachtet werden. Zusätzlich bewirken Magnetfelder im ISM bei der Pulsarstrahlung eine Drehung der Polarisationsrichtung, die als *Faraday-Rotation* gemessen werden kann. Die Größe der Beeinflussungen ist abhängig von der Entfernung und Richtung zur Quelle, der Zeitspanne der Messungen sowie der Beobachtungsfrequenz.

Bei der Szintillation unterscheidet man aufgrund der räumlichen Struktur und der zeitlichen Variation zwischen zwei Bereichen (Rickett 1990): Diffraktive und refraktive interstellare Szintillation.

6.2.1 Diffraktive interstellare Szintillation (DISS)

Die DISS wird durch Irregularitäten der Elektronendichte auf kleinen Längenskalen ($10^7 - 10^9$ m) verursacht und führt zu Veränderungen der Flußdichte im Bereich von Minuten bis Stunden (Cordes et al. 1985). Die Intensitätsvariationen der Pulsarstrahlung werden gewöhnlich in Form von Graustufendarstellungen der Einzelpuls-Spektren als Funktion der Zeit (dynamische Szintillationsspektren) studiert. Hierbei ergibt sich bei jeder Frequenz ein zufälliges Szintillationsmuster, das sich durch eine charakteristische Zeitskala – die *dynamische Szintillationszeit* Δt_d – auszeichnet. Sie errechnet sich aus dem Streuwinkel θ_{sc} , der Wellenlänge λ und der Geschwindigkeit der Irregularitäten:

$$\Delta t_d \approx \frac{\lambda}{2\pi\theta_{sc} V_d} . \quad (6.1)$$

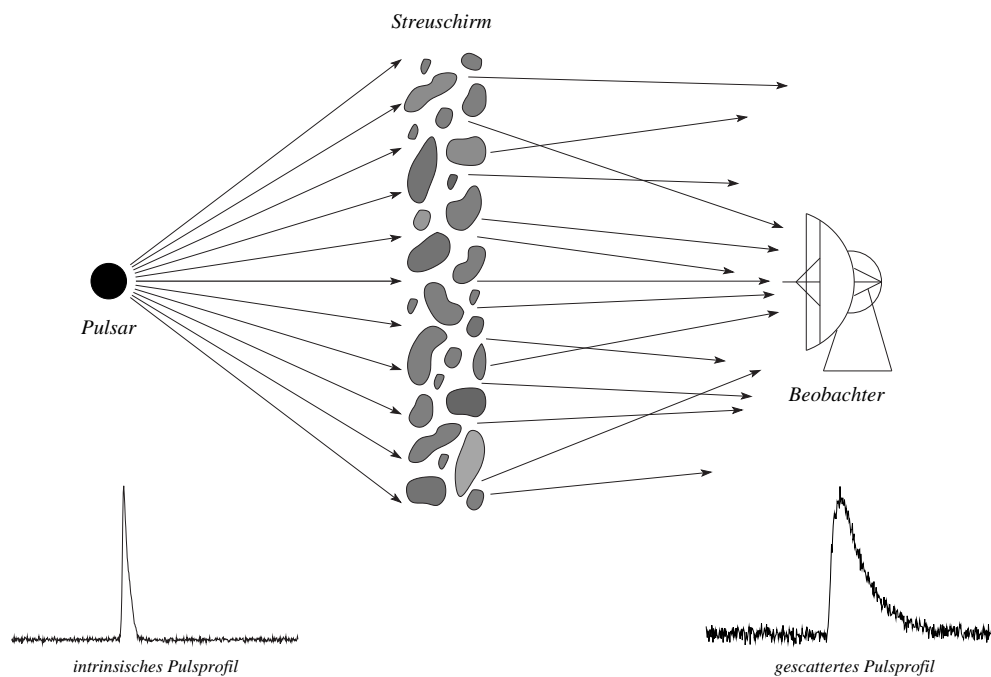
Umgekehrt dekorreliert die Szintillation zu einer Quelle im Abstand D für jede Zeit über eine typische Bandbreite, die als *Dekorrelationsbandbreite* $\Delta\nu_d$ bezeichnet wird (Rickett 1977):

$$\Delta\nu_d \approx \frac{c}{D\theta_{sc}^2} . \quad (6.2)$$

Eine weitergehende Behandlung zur DISS findet sich in Goodman & Narayan (1985) und Cordes et al. (1985).

6.2.2 Refraktive interstellare Szintillation (RISS)

Die RISS wird durch Refraktionen der Radiowellen an großräumigen Irregularitäten ($10^{11} - 10^{13}$ m) hervorgerufen und äußert sich in langperiodischen Flußveränderungen im Zeitbereich von Wochen und Monaten (Sieber 1982). Anders als bei der

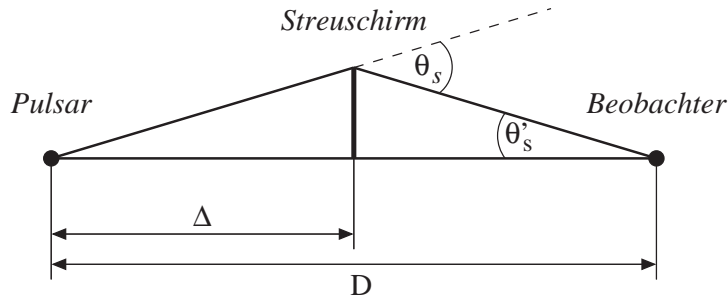
**Abbildung 6.4:**

Interstellare Streuung von Radiowellen für das Modell des dünnen Streuschirms. Durch Inhomogenitäten im interstellaren Medium werden die Pulsarstrahlen so gestreut, daß Teile des Signals den Beobachter – aufgrund größerer geometrischer Wegstrecken – verzögert erreichen, was zu einer Verbreiterung des Pulsprofils führt.

diffraktiven Szintillation kann die RISS mit den Mitteln der geometrischen Optik beschrieben werden. Hierbei wirken die großräumigen Dichtefluktuationen wie Linsen, deren Fokallänge größer als der Abstand vom Beobachter zum Streubereich ist. Weil sich in der Praxis mehrere solcher Linsen aneinander ketten, entstehen partielle Fokussierungen und Defokussierungen der gestreuten Radiostrahlung. Die beobachteten Variationen der Flußdichten von Radioquellen sind Folgen von Relativbewegungen von Beobachter, Streumedium (Linse) und Quelle (Rickett 1990, Johnston et al. 1998).

6.2.3 Scattering

Während die Szintillation zu zeitabhängigen Flußdichteänderungen der Radiostrahlung führt, bewirken Irregularitäten der Elektronendichte im ISM, bei zeitvarianten Signalen, auch eine Verbreiterung der Pulsprofile (Scattering). Besonders bei

**Abbildung 6.5:**

Geometrieverhältnisse am Modell des dünnen Streuschirms.

Die Winkel- und Längenbezeichnungen sind im Text beschrieben.

der Beobachtung von weit entfernten Pulsaren in der galaktischen Ebene und bei niedrigen Frequenzen, verursacht die Pulsverbreiterung eine Verschlechterung des Signal-zu-Rausch Verhältnisses, was bei starkem Scattering eine Detektion auch ganz verhindern kann. Im Gegensatz zur Dispersion kann das Scattering nicht durch technische Maßnahmen verhindert werden – lediglich Beobachtungen bei höheren Frequenzen mindern die Streuverbreiterung.

Weil die exakte Behandlung der Streuung von Radiowellen in einem inhomogenen Medium ein kompliziertes Problem ist und letztendlich nur in einfachen Näherungen gelöst ist (Codona 1986), wurde das *Modell des dünnen Streuschirms* entwickelt (Scheuer 1968). Dieses Modell konzentriert das komplette Streumedium zwischen Quelle und Beobachter auf einen schmalen Bereich, den *Streuschirm*, in der Mitte der Sichtlinie¹² (siehe Abbildung 6.4).

Radiostrahlen, die auf ihrem Weg zum Beobachter den Streuschirm durchlaufen, erfahren in diesem Modell eine Gaußverteilte Beugung, mit der Abweichung θ_σ , vom Streuwinkel θ_s (Abbildung 6.5):

$$P(\theta_s) d\theta \propto \exp \left[- \left(\frac{\theta_s}{\theta_\sigma} \right)^2 \right] d\theta . \quad (6.3)$$

Wird ein Signalstrahl um den Winkel θ gestreut, so verlängert sich seine Wegstrecke, was zu einer verzögerten Ankunft $\Delta t(\theta)$ beim Beobachter führt

$$\Delta t(\theta) = (D/4c) \theta^2 . \quad (6.4)$$

¹²Verschiebt man den Streuschirm in Richtung Quelle, so ergibt sich mit der Bezeichnung aus Abb. 6.5 der halbe scheinbare Winkeldurchmesser θ'_s der Quelle zu $\theta'_s = \theta_s D/2(D - \Delta)$.

Die unterschiedlich stark gestreuten Strahlen addieren sich schließlich zu einem Summensignal beim Beobachter, mit einer vom Streuwinkel θ_s abhängigen Intensitätsverteilung

$$I(\theta_s) d\theta \propto \theta_s \exp \left[- \left(\frac{\theta_s}{\theta_\sigma} \right)^2 \right] d\theta . \quad (6.5)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (6.4) in (6.5) läßt sich weiterhin die zeitabhängige Intensitätsverteilung eines gescatterten Signals beschreiben:

$$I(\Delta t) dt \propto \exp \left(- \frac{4 c \Delta t}{D \theta_\sigma^2} \right) dt . \quad (6.6)$$

Ein gescatterter Puls charakterisiert sich demnach beim Beobachter durch einen steilen Anstieg und einen exponentiellen Abfall (vgl. Abbildung 6.6)

$$I(\Delta t) \propto e^{-\Delta t / \tau_{sc}} , \quad (6.7)$$

dessen Verlauf durch die *Streuzeit* τ_{sc} beschrieben wird

$$\tau_{sc} = \frac{D \theta_\sigma^2}{4 c} . \quad (6.8)$$

Sowohl die Dekorrelationsbandbreite $\Delta\nu_d$ (6.2) wie auch die Streuzeit τ_{sc} (6.8) sind von der Beobachtungsfrequenz ν abhängig ($\Delta\nu_d \propto \nu^\alpha$ und $\tau_{sc} \propto \nu^{-\alpha}$) und können in Relation zueinander gesetzt werden

$$2\pi \tau_{sc} \Delta\nu_d = C . \quad (6.9)$$

Die Konstante C liegt in der Größenordnung von Eins – kann aber, je nach verwendeter Geometrie im ISM und abhängig vom Fluktuationsspektrum, auch größere Werte annehmen (Lambert & Rickett 1999). Weil insbesondere kleine Streuzeiten τ_{sc} bei einer direkten Messung nur ungenau bestimmt werden können, ist die “Unschärferelation” aus (6.9) eine nützliche Umformung, um über die Messung der Dekorrelationsbandbreite das τ_{sc} zu berechnen (siehe auch Abbildung 6.10).

Ähnlich wie bei der Konstanten C aus (6.9) hängt auch der Spektralindex der Streuverbreiterung α von dem verwendeten Modell der Dichtefluktuations ab. Im Falle der hier beschriebenen Gaußverteilten Irregularitäten im ISM, ergibt sich ein Potenzgesetz-Spektrum mit der Frequenzabhängigkeit von ν^{-4} ; bei einem reinen Kolmogorov-Spektrum¹³ liegt der erwartete Wert bei $\alpha_K = 4.4$ (Lee & Jokipii 1976,

¹³ Kolmogorov & Obuchow haben 1941 die lokalen Eigenschaften von turbulenten Strömungen in zähen Flüssigkeiten analysiert und hierbei eine Abhängigkeit der Geschwindigkeitsvariation zur Skalenlänge eines *Turbulenzelements* gefunden. Dieser als *Kolmogorov-Gesetz* bezeichnete Zusammenhang ist auch auf turbulente Strömungen in Gasen – und damit dem ISM – übertragbar.

Rickett 1977).

Neuere Messungen von Löhmer et al. (2001) zeigen, insbesondere bei hochdispergierten Pulsaren, ein flacheres Spektrum mit einem Spektralindex von $\langle\alpha\rangle = 3.44 \pm 0.13$ (siehe Abbildung 6.21 auf Seite 202).

6.3 Empfindlichkeitsberechnung

Weil eine Suche nach Radio-Pulsaren von einer Vielzahl ganz unterschiedlicher Effekte in ihrer Empfindlichkeit negativ beeinflusst wird, ist es von besonderer Wichtigkeit, diese Einflüsse bestmöglichst zu bestimmen, um realistische Aussagen über die erzielten Ergebnisse angeben zu können. Nach Dewey et al. (1985) berechnet sich die *theoretisch* erzielbare minimale Flußdichte S_{min} einer Pulsar-Suche zu:

$$S_{min} \simeq C \cdot \frac{T_{sys} + T_{sky}(l, b)}{G \sqrt{n_p \Delta\nu t_{int}}} \sqrt{\left(\frac{W}{P - W}\right)}. \quad (6.10)$$

Hierbei bezeichnet T_{sys} die Systemrauschktemperatur, die im Empfänger und in der nachfolgenden Zwischenfrequenzverstärkung aufgrund von thermischem Rauschen in den Halbleitern entsteht. Weil dieser Faktor linear in die Berechnung der Sensitivität eines Radioteleskops eingeht, ist der Empfänger die bevorzugte Komponente bei der Optimierung der Teleskopempfindlichkeit.

Ebenfalls linearen Einfluß auf das S_{min} hat die kosmische Hintergrundstrahlung T_{sky} ¹⁴, die je nach galaktischer Richtung (l, b) unterschiedlich hoch ausfällt.

Die Vorwärtsverstärkung (Antennengewinn) G in K/Jy wird durch die effektive Sammelfläche A_{eff} des Teleskops beeinflusst. Weil der Ausleuchtungsgrad des Teleskopspiegels auch von der Beobachtungsfrequenz abhängt, ist A_{eff} – und damit auch der Gewinn G – bei verschiedenen Frequenzen unterschiedlich groß.

Der Faktor n_p gibt die Anzahl der Polarisationskanäle an und ist in der Regel 2. Die Empfängerbandbreite $\Delta\nu$ und die Integrationszeit t_{int} gehen nur als Wurzel in die Empfindlichkeitsberechnung ein, was nochmals die Wichtigkeit von rauscharmen Empfängern (T_{sys}) auf die Sensitivität unterstreicht.

Während die bisher beschriebenen Empfindlichkeitseinflüsse durch das Instrument und die Beobachtungsrichtung (T_{sky}) bestimmt wurden, kommt bei Pulsar-Beobachtungen noch eine weitere Komponente hinzu. Weil Pulsarsignale *zeitvariant*

¹⁴ T_{sky} berücksichtigt auch den Einfluß der Atmosphäre

sind und damit die Detektion eines Pulses durch die Größe der Differenz von Pulsspitze (*on-pulse*) zu Pulsumgebung (*off-pulse*) bestimmt wird, nimmt auch das Verhältnis von Puls-Periode P und Puls-Weite W Einfluß auf die Empfindlichkeit. Dieser Einfluß wird durch den hinteren Teil in Ausdruck 6.10 berücksichtigt. Die Konstante C ist ein empirischer Wert, der neben der Detektionsschwelle ($\approx 8\sigma$) auch Verluste in der Digitalisierung berücksichtigt. Bei allen Berechnungen innerhalb dieser Arbeit wurde $C \sim 10$ angenommen.

Ausdruck 6.10 zeigt, daß für eine hohe Empfindlichkeit das Argument unterhalb der Wurzel die Relation $W \ll P - W$ annehmen sollte. Hierbei beschreibt W die beobachtete Pulsweite, die aufgrund mehrerer Effekte im interstellaren Medium und bei der Datenerfassung/Auswertung breiter als die intrinsische Weite W_{intr} des Pulsars ist. Dieser Zusammenhang wird in vielen Veröffentlichungen mit dem Ausdruck

$$W = \sqrt{W_{intr}^2 + t_{samp}^2 + t_{DM}^2 + \left(\frac{t_{samp} |DM - DM_{trial}|}{DM} \right)^2 + t_{scatt}^2} \quad (6.11)$$

beschrieben.

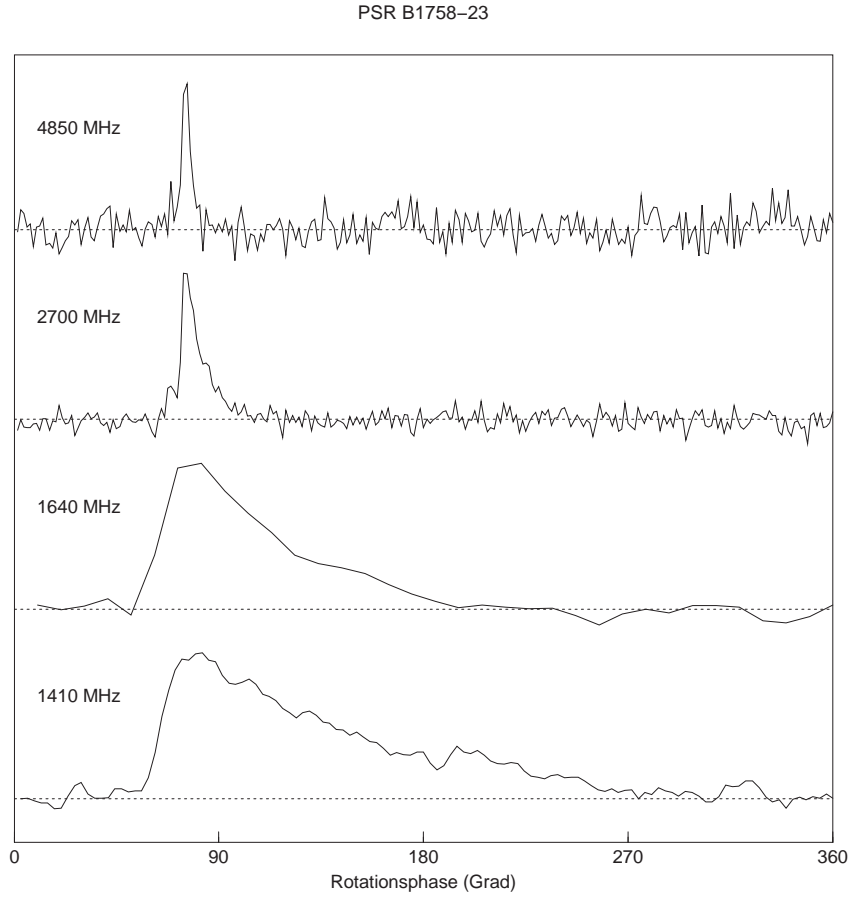
W_{intr} bezeichnet die Puls-Weite unmittelbar an der Pulsaroberfläche, die durch eine begrenzte Abtastrate t_{samp} bei der Digitalisierung und durch die Dispersionsverschmierung t_{DM} (siehe Ausdruck 5.6) in den Filterbankkanälen verbreitert wird. Der vierte Term unterhalb der Wurzel von (6.11) berücksichtigt die nicht beliebig kleinen Dispersionschritte bei der Pulsar-Suche¹⁵. Die Abweichung zwischen dem tatsächlichen Dispersionsmaß DM und dem besten Dispersionswert bei der Suche (DM_{trial}) verursacht eine weitere Pulsverbreiterung.

Der letzte Term in Ausdruck 6.11 behandelt die Pulsverbreiterung aufgrund von Scattering-Einflüssen (Abschnitt 6.2). Weil dem Scattering bei einer Suche nach Pulsaren in Richtung des galaktischen Zentrums eine besondere Bedeutung zukommt und weil Ausdruck 6.11 diesen Effekt nicht genügend genau behandelt, wurden umfangreiche Simulationen gerechnet.

6.3.1 Simulation von Scattering-Einflüssen

Eine Betrachtung des Scatterings wie in Ausdruck 6.11 impliziert eine symmetrische Verbreiterung der intrinsischen Pulsweite W_{intr} . Während dies bei der Aufweitung

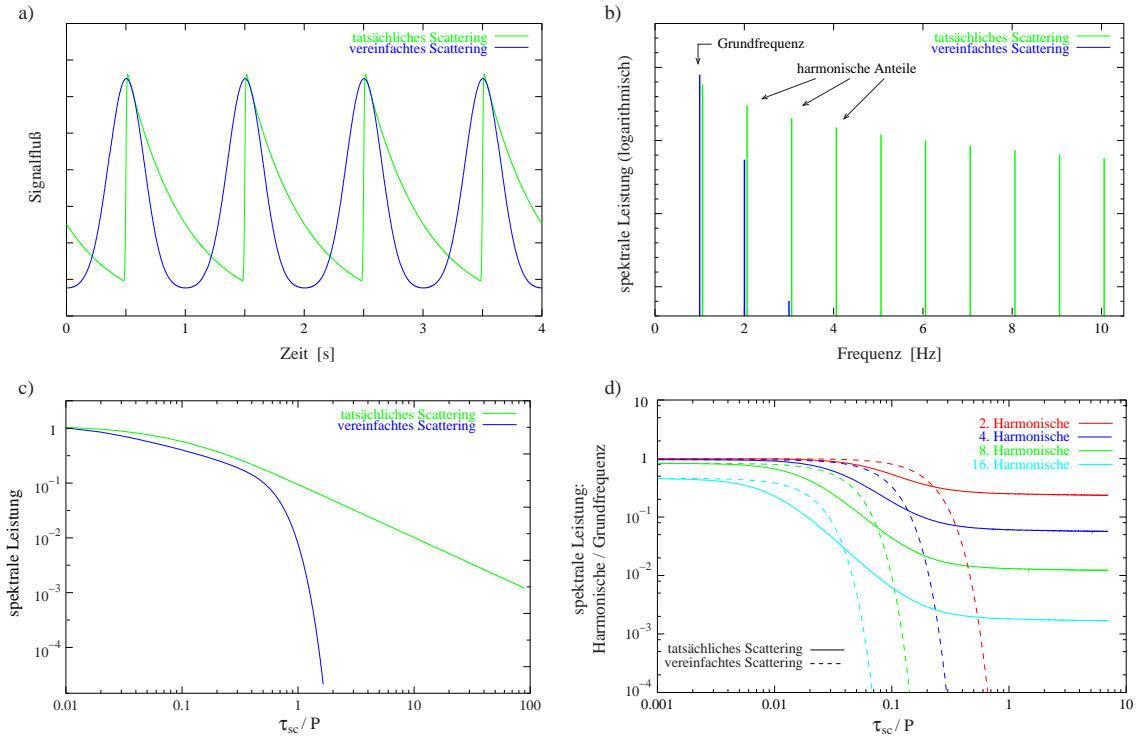
¹⁵ In der Praxis verhindert die begrenzte Rechenzeit sehr kleine Dispersionsstufen.

**Abbildung 6.6:**

Der hochdispergierte Pulsar PSR B1758–23 bei den Beobachtungsfrequenzen 1410, 1640, 2700 & 4850 MHz.

durch t_{DM} (siehe Abbildung 5.6) und t_{samp} korrekt ist, bewirkt das Scattering jedoch eine unsymmetrische Pulsverbreiterung. Abbildung 6.6 zeigt, wie das Pulsprofil von PSR B1758–23 durch Scattering einen Schwanz bildet, der bei einer Beobachtungsfrequenz von 1.4 GHz fast die Länge einer ganzen Periode einnimmt. Wie in Abschnitt 6.2 beschrieben, läßt sich der Scattering-Schwanz durch eine Faltung (\otimes) der intrinsischen Pulsform $s_{intr}(t)$ mit einer e -Funktion nähern: $s(t) = s_{intr}(t) \otimes e^{-t/\tau_{sc}}$.

Um den Einfluß auf die Suchempfindlichkeit zwischen *vereinfachter* Streuverbreiterung aus (6.11) und der *tatsächlichen* (realen) Pulsveränderung durch Scattering zu studieren, wurden beide Ansätze simuliert. Hierzu wurde ein Pulsprofil in Form

**Abbildung 6.7:**

Vergleich zwischen vereinfachtem und tatsächlichem Scattering (Details siehe Text).

a) Scattering-Einfluß ($\tau_{sc} = 400$ ms, $P = 1$ s) auf die Pulsform im Zeitbereich und

b) auf die harmonischen Anteile im Leistungsspektrum.

c) Gesamte harmonische Signalleistung und

d) Anteil höherer harmonischer Frequenzen

in Abhängigkeit von Scattering-Zeit zu Pulsar-Periode (τ_{sc}/P).

einer Gauß-Kurve mit einer Pulsbreite von $W_{sim} \sim 5\%$ generiert und unter Beachtung gleichbleibender Flußdichten mit beiden Scattering-Ansätzen verbreitert. Die Abbildungen 6.7 a) und b) zeigen den Unterschied zwischen beiden Ansätzen im Zeit- und Frequenzbereich für eine Pulsar-Periode $P = 1$ s und einer Streuverbreiterung $\tau_{sc} = 400$ ms ($\tau_{sc}/P = 0.4$). Während beim vereinfachten Scattering neben der Grundfrequenz nur noch zwei harmonische Frequenzanteile sichtbar bleiben, enthält das Fourier-Spektrum beim tatsächlichen Scattering noch viele Harmonische mit größerer Signalhöhe. Ab einem $\tau_{sc}/P \geq 1$ wird beim einfachen Scattering-Modell der ursprüngliche Gauß-Puls zu einer Sinus-Schwingung, wodurch sämtliche harmonische Signalanteile entfallen (vgl. Abbildungen 6.7 c) und d)).

Eine weitere Vergrößerung der Streuzeit τ_{sc} führt zu einer Verflachung der Sinusschwingung, bis schließlich auch die Grundschiwingung im Spektrum nicht mehr erkennbar wird.

Deutlich anders verhält sich das Spektrum, und damit verbunden die Suchempfindlichkeit, wenn der Gauß-Puls durch tatsächliches Scattering unsymmetrisch verbreitert wird. Hier sind auch bei Streuzeiten, die größer als die eigentliche Pulsar-Periode sind, noch harmonische Frequenzanteile sichtbar (vgl. Abbildung 6.7 d), wodurch die detektierbare harmonische Gesamtleistung weniger steil abfällt als beim vereinfachten Scattering nach Ausdruck 6.11 (siehe Abbildung 6.7 c).

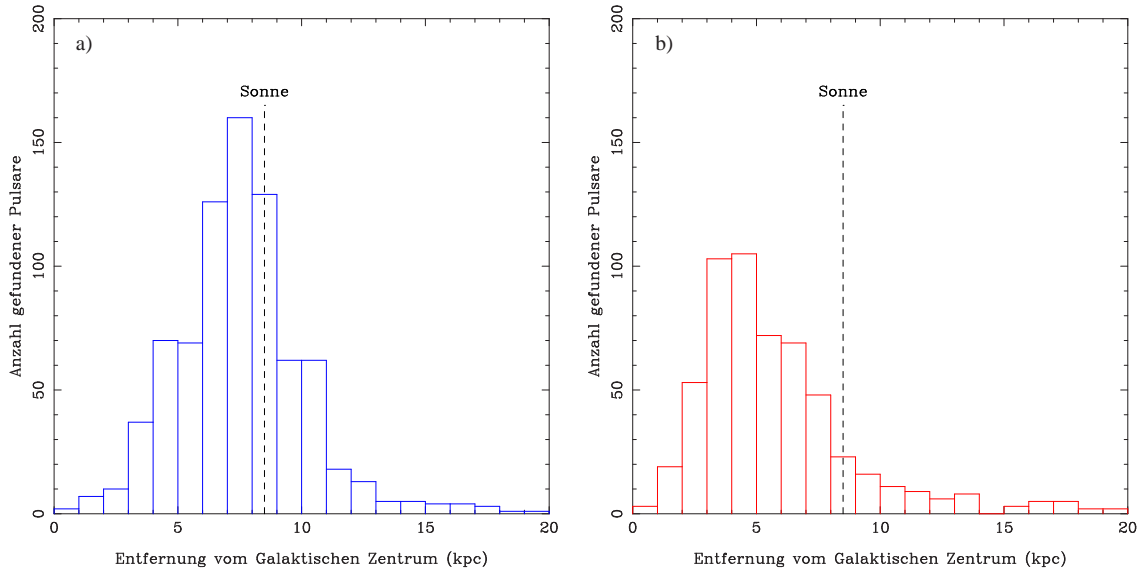
Die Simulationen in diesem Abschnitt haben anschaulich gezeigt, daß die einfache und symmetrische Pulsverbreiterung durch Scattering nach Ausdruck 6.11 nur für kleine Streuzeiten $\tau_{sc}/P < 0.01$ eine brauchbare Näherung sind (Abbildung 6.7 d). Bei größeren Streuzeiten, wie sie bei der Suche nach hochdispergierten Pulsaren in Richtung des Galaktischen Zentrums zu erwarten sind, darf der vereinfachte Ansatz nicht gewählt werden, weil dieser die Suchempfindlichkeit unzulässig unterbewertet.

Weil Cordes & Lazio (1997) in ihren Untersuchungen zur Detektierbarkeit von Pulsaren in Richtung des Galaktischen Zentrums den vereinfachten Scattering-Ansatz wählten, müssen die Ergebnisse zur optimalen Beobachtungsfrequenz neu betrachtet werden.

6.4 Die optimale Beobachtungsfrequenz

Viele Suchprojekte in den ersten 20 Jahren nach der Entdeckung der Pulsare wurden bei Radiofrequenzen um 400 MHz durchgeführt. Besonders das steile Spektrum von Pulsaren ($S_\nu \propto \nu^{-1.6}$) und der große Beam-Durchmesser sprachen für diese Beobachtungsfrequenz, weil sie empfindliche Durchmusterungen weiträumiger Himmelsbereiche mit kurzen Beobachtungszeiten erlaubte.

Obwohl bei niedrigen Frequenzen rund 500 Pulsare gefunden wurden, entdeckten die ersten beiden Surveys bei 1400 und 1500 MHz (Clifton et al. 1992, Johnston et al. 1992) zusammen 86 neue Pulsare in der galaktischen Ebene, obwohl diese Region bereits mit ähnlicher Grundempfindlichkeit bei niedrigeren Frequenzen durchsucht worden war (Manchester 2001). Die neuen Pulsare hatten ein höheres

**Abbildung 6.8:**

Anzahl der Pulsare im Abstand zum galaktischen Zentrum, die

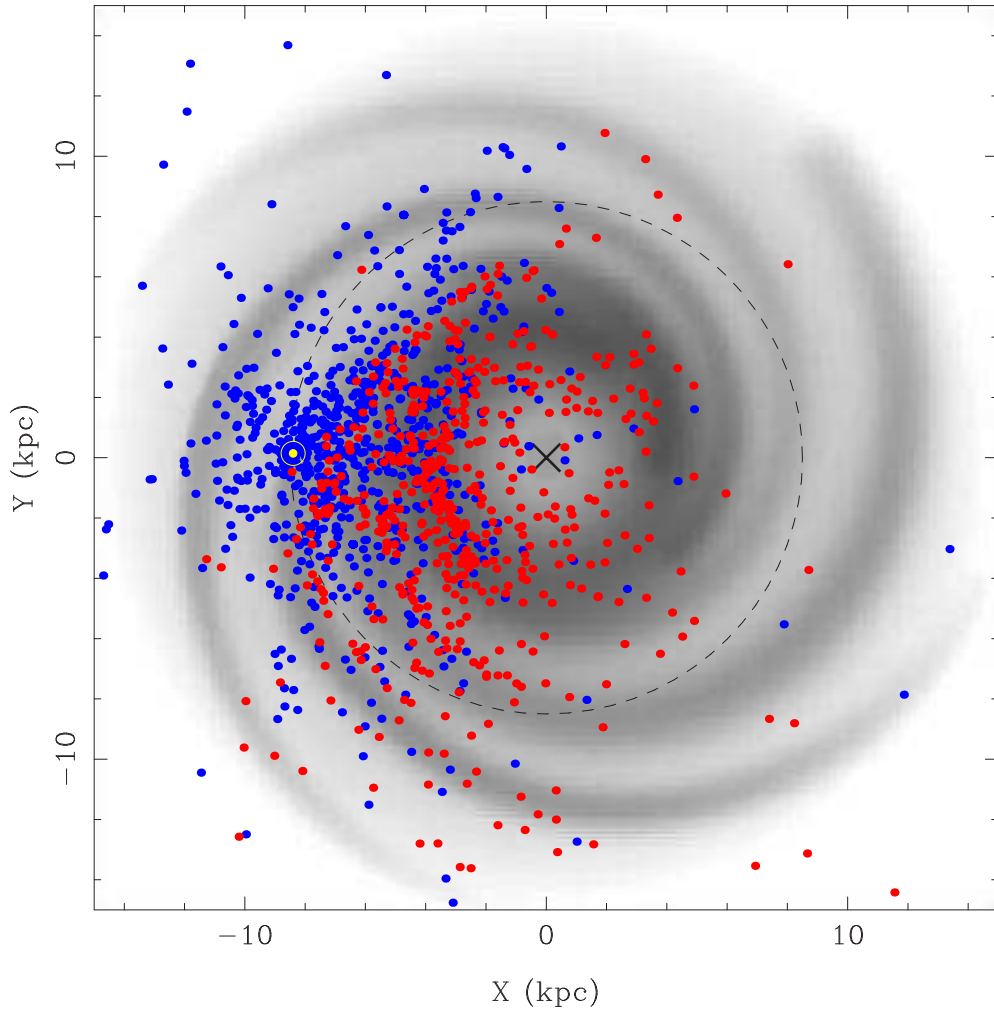
a) bei Suchfrequenzen $\nu < 1400$ MHz und

b) bei Suchfrequenzen $\nu \geq 1400$ MHz

gefunden wurden. Die Abbildung zeigt deutlich, daß Surveys bei höheren Frequenzen (\leadsto geringeres Scattering) mehr Pulsare im inneren Bereich unserer Galaxie finden als Suchen bei niedrigen Beobachtungsfrequenzen.

Dispersionsmaß, größere Streuzeiten τ_{sc} und waren weiter entfernt als die zuvor entdeckten Pulsare. Analysen der Surveys zeigten, daß durch Selektionseffekte wie Hintergrundstrahlung, Dispersion und Scattering die neuen Pulsare nicht bei niedrigen Frequenzen gefunden werden konnten, weil die Pulse durch diese Effekte zu sehr verbreitert wurden (Cordes & Lazio 1997, Kramer et al. 2000a). Die Abbildungen 6.8 und 6.9 verdeutlichen diesen Zusammenhang: Während Pulsar-Suchen bei niedrigen Frequenzen überwiegend lokale Pulsare hervorbrachten, konnten Surveys bei höheren Frequenzen auch Pulsare im inneren Bereich unserer Galaxie entdecken.

Um die optimale Beobachtungsfrequenz für die Suche nach hochdispergierten Pulsaren im Galaktischen Zentrum zu ermitteln, werden in den folgenden Unterabschnitten die verschiedenen Selektionseinflüsse analysiert und für zwei Scatteringmodelle die Detektionsempfindlichkeit in einem Frequenzbereich von 1 - 35 GHz simuliert (Abschnitt 6.4.6). Neben den physikalischen Selektionseffekten wurden bei der Simulation auch technische Aspekte, wie Systemrauschtemperatur T_{sys} und der Antennengewinn G bei unterschiedlichen Empfangsfrequenzen, berücksichtigt.

**Abbildung 6.9:**

Projektion von 1393 Pulsaren aufgrund ihrer Position und Entfernung in die galaktische Ebene. Die im Hintergrund als Grauplot dargestellte Elektronen-Dichteverteilung nach dem NE2001-Modell (Cordes & Lazio 2002) läßt die Lage der Spiralarme erkennen. Das Galaktische Zentrum ist mit einem Kreuz (×) gekennzeichnet und die Sonne (⊙) befindet sich an der Position ($X = -8.5 \text{ kpc}$, $Y = 0 \text{ kpc}$).

blaue Punkte: Pulsare, die bei einer Frequenz $\nu < 1400 \text{ MHz}$ gefunden wurden

rote Punkte: Pulsare, die bei einer Frequenz $\nu \geq 1400 \text{ MHz}$ gefunden wurden

6.4.1 Spektral-Index von Pulsaren

Das Spektrum der meisten Pulsare läßt sich durch eine einfache Exponentialfunktion nähern:

$$S_\nu \propto \nu^{-\alpha} \quad (6.12)$$

Hierbei überstreicht der Spektralindex α einen annähernd Gauß-verteilten Bereich von $0 \leq \alpha \leq 4$ mit einem Mittelwert von $\langle \alpha \rangle = 1.6 - 1.8$ (Lorimer et al. 1995, Maron et al. 2000). Hin zu höheren Frequenzen ist zudem eine leichte Erhöhung beim Spektralindex von $\langle \alpha \rangle \sim 1.9$ zu beobachten, wie Messungen von Kijak et al. (1998) zwischen 1.4 GHz und 5 GHz ergaben¹⁶.

Das steile Spektrum von Pulsaren bedingt daher entweder niedrige Beobachtungsfrequenzen oder aber große Bandbreiten bei höheren Frequenzen, um die gleiche Suchempfindlichkeit zu erreichen.

6.4.2 Dispersion

Wie Ausdruck 6.10 zeigt, läßt sich die Suchempfindlichkeit durch Verwendung großer Bandbreiten erhöhen. Weil jedoch die Dispersion – gerade bei niedrigen Frequenzen – besonders stark die Pulsform verbreitert (siehe Abschnitt 1.3.1), muß die Gesamtbandbreite in viele schmale Frequenzkanäle aufgeteilt werden, um diesen Einfluß zu korrigieren. Diese Frequenzaufsplittung erhöht aber nicht nur den technischen Aufwand, sondern erschwert auch die Analyse, weil große Datenmengen durchsucht werden müssen.

Bei höheren Beobachtungsfrequenzen dagegen verringert sich die Dispersionsverschmierung:

$$t_{DM} \propto \nu^{-3} \quad (6.13)$$

Für die Pulsar-Suche im Galaktischen Zentrum wurde deshalb eine 8×60 MHz Filterbank für beide Polarisationskanäle entwickelt. Bei einer Gesamtbandbreite von 480 MHz beträgt die Dispersionsverbreiterung bei $DM = 1000 \text{ cm}^{-3} \text{ pc}$ nur 35 ms bei ~ 5 GHz bzw. 7 ms bei ~ 8 GHz pro Frequenzkanal.

6.4.3 Galaktische Hintergrundstrahlung

Ein weiterer Faktor, der die Empfindlichkeit von Pulsar-Surveys besonders bei niedrigen Frequenzen limitiert, ist die galaktische Hintergrundstrahlung durch Synchrotron-Emission freier Elektronen. Durch Intensitätsvergleiche zwischen dem *All-Sky-Survey* bei 408 MHz von Haslam et al. (1982) und der 1420-MHz Durchmusterung

¹⁶ Bei Wellenlängen im Millimeter-Bereich wurde auch wieder eine Abflachung des Spektrums beobachtet (Kramer et al. 1996), was hier aber nicht weiter betrachtet werden soll.

des nördlichen Himmels (Reich 1982, Reich & Reich 1986, Lawson et al. 1987) konnte ein Spektral-Index für die Hintergrundstrahlung von -2.8 ermittelt werden. Eine Skalierung zu anderen Beobachtungsfrequenzen ermöglicht der Ausdruck

$$T_{sky}(\nu) = T_{sky}(408) \left(\frac{\nu_{\text{MHz}}}{408} \right)^{-2.8}. \quad (6.14)$$

Obwohl die Hintergrundemission bei 408 MHz in Richtung zum Galaktischen Zentrum sehr hoch ist ($T > 800$ K), reduziert bereits eine Beobachtung bei $\lambda = 21$ cm Wellenlänge die Strahlung um einen Faktor ~ 35 . Bei Radiofrequenzen $\nu \geq 5$ GHz hat die Hintergrundstrahlung nur eine untergeordnete Bedeutung, wie Zentrumsbeobachtungen bei 4750 MHz von Seiradakis et al. (1989) belegt haben. Mit Ausnahme von Sgr A (146 K), Sgr B1 (19 K) und 1743-287A (14 K) blieben alle anderen Quellen unter 3 K. Dennoch wurde bei den Simulationen in Abschnitt 6.4.6 die frequenzabhängige Hintergrundstrahlung mit berücksichtigt.

6.4.4 Technische Limits

Unabhängig von allen physikalischen Aspekten, die einen Pulsar-Survey beeinflussen und bei der Suche nach der optimalen Beobachtungsfrequenz berücksichtigt werden müssen, begrenzt auch das Teleskop die Empfindlichkeit einer Messung. Um diese technischen Einflüsse bei der Simulation in Abschnitt 6.4.6 zu berücksichtigen, wurde der Antennengewinn G und die Systemtemperatur T_{sys} der Empfänger am 100-Meter Teleskop¹⁷ Effelsberg bei verschiedenen Frequenzen mit in die Berechnung integriert. Hierzu wurden G und T_{sys} im Bereich 1 - 32 GHz anhand von Kalibrationstabellen¹⁸ zu einer stetigen Funktion der Frequenz gefittet, um Sprünge durch unterschiedlich gute Empfänger zu vermeiden.

6.4.5 Interstellares Scattering

Im Vergleich zu allen bisher aufgeführten Empfindlichkeitseinflüssen, nimmt die Pulsverbreiterung durch interstellares Scattering von Pulsaren im Zentrumsbereich unserer Galaxie eine Sonderrolle ein. Dies liegt zum einen daran, daß die Suchempfindlichkeit ganz wesentlich vom Scattering in dieser Region beeinflusst wird, zum

¹⁷ Weil die technischen Parameter am Green Bank Teleskop (GBT) sehr ähnlich sind, gelten die Simulationsergebnisse in gleicher Weise auch für das GBT.

¹⁸ <http://134.104.64.34/ak/calib.html>

anderen daran, daß es bislang nur grobe Annahmen – durch indirekte Messungen – zur Streuverbreiterung im Galaktischen Zentrum gibt.

Wie unsicher die bisherigen Annahmen zum Scattering sind, belegen bereits Publikationen aus den 70er Jahren von Davies et al. (1976) und Ozernoi & Shishov (1977):

Davies et al. (1976) verwendeten die Relation

$$\tau_{sc} \propto \theta_{sc}^2 \lambda^4 \quad (6.15)$$

zwischen dem Streuwinkel θ_{sc} und der Streuverbreiterung τ_{sc} , um durch Einsetzen gemessener Streuwinkel für Sgr A* ($\theta_{sc_{GC}} = 1''.4$ arc) und dem Crab Pulsar ($\theta_{sc_{Crab}} = 6.8 \times 10^{-4}$ arcsec), sowie dessen Streuverbreiterung ($\tau_{Crab} \approx 2.4$ ms), eine Scatteringzeit von

$$\tau_{GC} = \tau_{Crab} \left(\frac{\theta_{sc_{GC}}}{\theta_{sc_{Crab}}} \right)^2 \approx 10 \text{ s} \quad (6.16)$$

für das Galaktische Zentrum bei 1 GHz zu bestimmen¹⁹.

Während die Rechnungen von Davies et al. (1976) implizit einen Scattering-Bereich mittig zwischen Beobachter und dem Galaktischen Zentrum annehmen, sehen die Überlegungen von Ozernoi & Shishov (1977) eine näher zum Zentrum gelegene Scattering-Region vor. Ihre Rechnungen ergeben Streuzeiten für Pulsare im Galaktischen Zentrum von $\tau_{GC} \approx 3 \times 10^4$ Sekunden bei 1 GHz.

Eine zum Zentrum hin verlagerte Scattering-Region beschreiben auch Cordes & Lazio (1997) in Ihrer Analyse zur Detektierbarkeit von Zentrums pulsaren. Ausgehend von Winkeldurchmessern von $1''.3$ für Sgr A* und $1''$ für zentrumsnahe OH-Maser bei 1 GHz entwickelten sie die Beziehung

$$\tau_{GC}(D_{GC}) \sim 6.3 \text{ s} \left(\frac{D_{GC}}{8.5 \text{ kpc}} \right) \left(\frac{\theta_{GC, 1 \text{ GHz}}}{1''.3} \right)^2 \nu_{\text{GHz}}^{-4} f \left(\frac{\Delta_{GC}}{D_{GC}} \right) . \quad (6.17)$$

Hierbei beschreibt $f(x)$ in Ausdruck 6.17 den *geometrischen Faktor* zur Lage des Scattering-Schirms zwischen Beobachter und dem Galaktischen Zentrum:

$$f(x) \equiv \frac{1-x}{x} . \quad (6.18)$$

Die Frequenzskalierung von τ_{GC} in Gleichung (6.17) mit ν^{-4} anstatt mit dem sonst üblichen Wert von $\nu^{-4.4}$ für ein Kolmogorov-Spektrum, erklärt sich durch kleinste

¹⁹ Die Ungenauigkeit dieser Rechnung zeigt sich bereits daran, daß neuere und präzisere Messungen für $\theta_{sc_{GC}}$ und $\theta_{sc_{Crab}}$ ein $\tau_{GC} \approx 5.5$ s bei 1 GHz ergeben.

Unregelmäßigkeiten in der Elektronendichte-Verteilung des interstellaren Mediums, wie sie bei extrem starken Scattering auftreten (Cordes & Lazio 1991). Dieser Trend wurde durch Messungen von hochdispergierten Pulsaren von Löhmer et al. (2001) mit $\tau_{sc} \propto \nu^{-3.44}$ bestätigt und wird in Abschnitt 6.8, bei der Zusammenfassung der Suchergebnisse, nochmals diskutiert.

Für den Abstand zwischen Galaktischem Zentrum und dem Scattering-Schirm nehmen Cordes & Lazio (1997) zunächst einen Wert $\Delta_{GC} \approx 50$ pc an, womit sich eine Streuverbreiterung aus (6.17) von

$$\tau_{GC} \sim 1065 \text{ s } \nu_{\text{GHz}}^{-4} \quad (6.19)$$

ergibt. Für den Fall eines mittigen Schirms zwischen Zentrum und Beobachter würde $\tau_{GC} \sim 6.3$ s bei 1 GHz betragen.

Die Beobachtung von extragalaktischen Quellen durch den Zentrumsbereich mit dem VLA bei 21 und 6 cm Wellenlänge (Lazio & Cordes 1998b) und eine anschließende Wahrscheinlichkeitsanalyse zur Elektronendichte im Zentrumsbereich (Lazio & Cordes 1998c) korrigierten die Annahme des Scattering-Schirms zu

$$\Delta_{GC} = 133_{-80}^{+200} \text{ pc} . \quad (6.20)$$

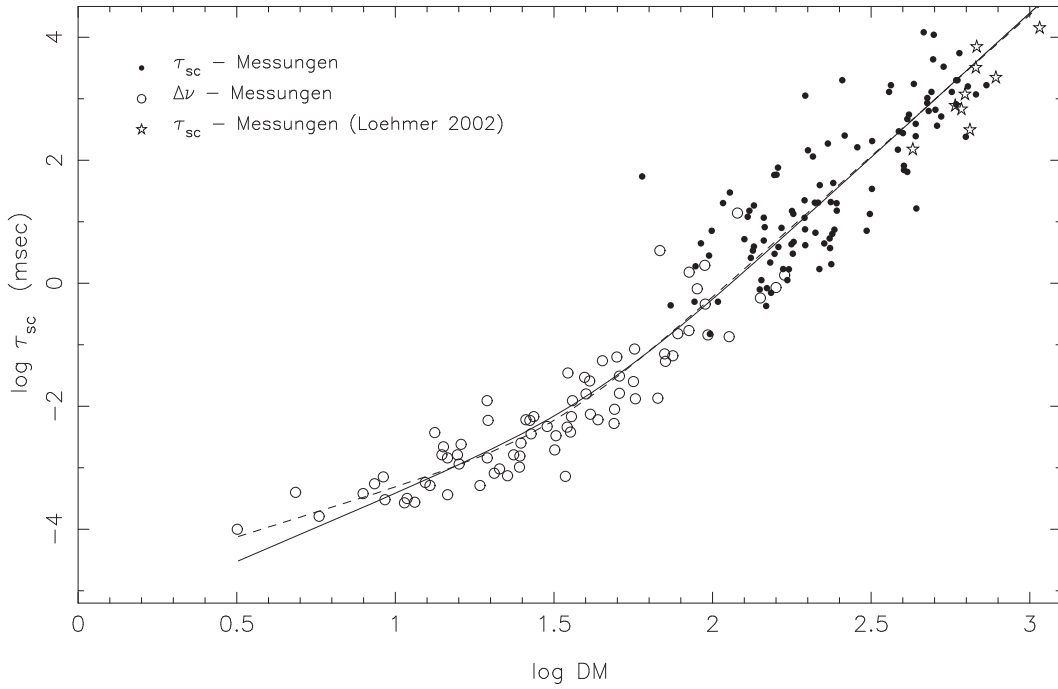
Mit diesem neueren Wert ergibt sich das Scattering von Pulsaren im Zentrumsbereich zu

$$\tau_{GC} \sim 350 \text{ s } \nu_{\text{GHz}}^{-4} . \quad (6.21)$$

Wie die Recherche zur Streuverbreiterung von Zentrums pulsaren zeigt, gibt es bislang noch keine verlässlichen Werte, sondern lediglich Annahmen, die ein weites Intervall von $6 \text{ s} \leq \tau_{GC} \leq 1165 \text{ s}$ bei 1 GHz umfassen und sich auf indirekte Messungen stützen. Weiterhin zeigt sich, daß bei den Ergebnissen von Cordes & Lazio (1997) bereits kleinste Parameteränderungen von Δ_{GC} ausreichen, um große Unterschiede in den Scatteringzeiten τ_{sc} zu bewirken.

Damit sich die Simulationen in Abschnitt 6.4.6 nicht nur auf die bisherigen indirekten Streuzeitmessungen stützen, wurde zusätzlich auch ein *empirischer* Wert für τ_{GC} ermittelt. Ausgehend von den gemessenen Scatteringzeiten von 189 Pulsaren (Abbildung 6.10) für unterschiedliche Dispersionsmaße (DM) bestimmten Bhattacharya et al. (1992), Ramachandran et al. (1997) und Mitra & Ramachandran (2001) die Beziehung

$$\tau_{sc} = A \cdot DM^\gamma (1 + B \cdot DM^\delta) \lambda^{4.4} \text{ ms} \quad (6.22)$$

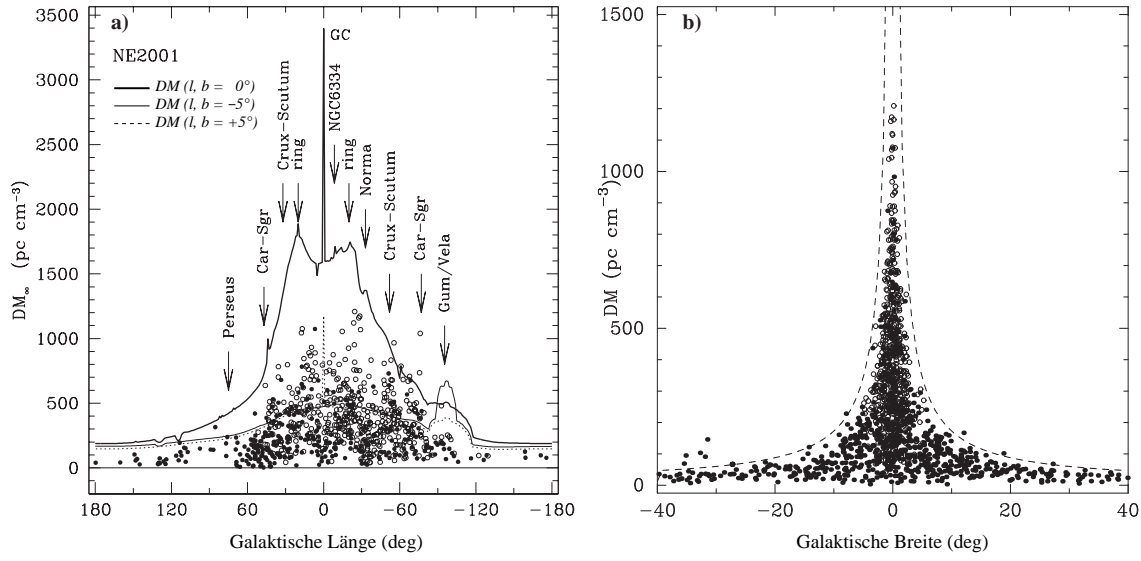
**Abbildung 6.10:**

Streuzeiten τ_{sc} bei 400 MHz als Funktion des Dispersionsmaßes (DM) in doppelt-logarithmischer Darstellung für 189 Pulsare (Ramachandran et al. 1997, Mitra & Ramachandran 2001).

Die Kreise symbolisieren Messungen der Dekorrelationsbandbreite $\Delta\nu$, die Punkte Messungen der Streuverbreiterung (τ_{sc}) und Sterne die neuen Messungen hoch-dispergierter Pulsare von Löhmer (2002). Die Linien repräsentieren die Best-Fit-Ergebnisse der mittleren τ_{sc} -Kurve.

mit den *best-fit* Werten: $A = 8.4 \cdot 10^{-6}$, $B = 8.3 \cdot 10^{-5}$, $\delta = 2.5$ und $\gamma_K = 2.2$ für ein Kolmogorov-Spektrum. Aus den Grafiken zur Dispersion in Abhängigkeit zur galaktischen Länge und Breite (Abbildung 6.11) wurde ein $DM_{max} \leq 3500 \text{ pc cm}^{-3}$ bestimmt, welches auch Erwartungen an Zentrumpulsare genügen sollte²⁰. Diese Annahme wird auch von Lazio & Cordes (1998c) gestützt, die nur ein $DM_{max} \approx 2000 \text{ pc cm}^{-3}$ nennen, wobei bereits ein Anteil von $\sim 1500 \text{ pc cm}^{-3}$ auf den reinen Zentrumbereich ($R < 250 \text{ pc}$) entfällt. Aus den empirisch ermittelten Streuzeiten aus (6.22) ergibt sich ein $\tau_{GC} \approx 160 \text{ s}$ bei 1 GHz. Weil diese Streuzeit nur die Hälfte von (6.21) ausmacht, wurde der empirisch gewonnene Wert als untere und der sehr hohe Wert aus (6.19) als obere Grenze in den Simulationen verwendet.

²⁰ Das bisher höchste Dispersionsmaß ($DM = 1209 \text{ pc cm}^{-3}$) hat PSR J1628–4828, dessen Position $\sim 5^\circ$ vom Galaktischen Zentrum entfernt liegt (Kramer et al. 2003).

**Abbildung 6.11:**

Dispersionsmaß (DM) in Abhängigkeit zur galaktischen Länge und Breite.

Jeder einzelne Punkt repräsentiert einen Pulsar, wobei offene Punkte die Pulsare markieren, die im 21-cm Parkes Multibeam Survey entdeckt wurden.

- a) Die drei unterschiedlich markierten Kurvenverläufe geben das aus dem NE2001-Modell zu erwartende DM als Funktion der galaktischen Länge für die galaktischen Breiten -5° , 0° und $+5^\circ$ an. (Zeichnung entnommen aus Cordes & Lazio (2002))
- b) Der gestrichelt eingezeichnete Kurvenverlauf gilt als eine Obergrenze für das größte zu erwartende DM_{\max} in Abhängigkeit zur galaktischen Breite:
 $DM_{\max} \leq 30.0 \text{ pc cm}^{-3} \cdot \sin(|b|)^{-1}$ (Lorimer 2001b). Die Punkte oberhalb der DM_{\max} -Kurve bei $b \approx -35^\circ$ markieren Pulsare in LMC und SMC, bei denen das Dispersionsmaß zusätzlich durch die eigene Galaxie beeinflusst wird.

6.4.6 Simulationen

Die in den vorherigen Abschnitten beschriebenen Effekte beeinflussen die Empfindlichkeit einer Pulsar-Suche im Galaktischen Zentrumsbereich ganz unterschiedlich. Während das steile Spektrum von Pulsaren ($\propto \nu^{-1.66}$) und der geringere Antennengewinn G bei kleinen Wellenlängen eher für eine Suche bei niedrigen Frequenzen spricht, sind die großen Scatteringzeiten ($\propto \nu^{-4}$) nur bei hohen Beobachtungsfrequenzen zu reduzieren. Betrachtet man nur die physikalischen Einflüsse bei der Frage nach der optimalen Beobachtungsfrequenz für eine Zentrumsuche, so findet man

$$\nu_{\text{best}} = 2.41 \text{ GHz} \left(\frac{f(\Delta_{GC}/D_{GC})}{\sqrt{\alpha} P} \right)^{1/4} \quad (6.23)$$

als die Frequenz, bei der das Fourier-Spektrum die höchste harmonische Leistung enthält (Cordes & Lazio 1997). Weil Ausdruck 6.23 das Maximum bei einer sehr schmalen Pulsweite W findet²¹, hat die Art, wie das Scattering berücksichtigt wird (vereinfachtes / tatsächliches (reales) Scattering) keinen wesentlichen Einfluß auf ν_{best} . Da neben der Frage nach der besten Beobachtungsfrequenz ν_{best} auch der Empfindlichkeitsverlauf zu höheren und niedrigeren Frequenzen – besonders bei ungenauen Vorgaben für die Streuzeit τ_{sc} – von wesentlichem Interesse ist, wurde das Detektionslimit (S/N) für den Frequenzbereich 1 - 35 GHz simuliert.

Für die Simulation wurde ein *typischer* Pulsar mit der Periode²² $P = 800$ ms und einem Fluß²³ von 30 mJy bei 1.4 GHz angenommen. Der Spektral-Index betrug über den gesamten Simulationsbereich $\langle\alpha\rangle = 1.66$ (Lorimer et al. 1995). Die weiteren Parameter wurden so gewählt, daß sie genau der Zentrumssuche am 100-Meter Teleskop (Abschnitt 6.6.1) entsprachen: Abtastzeit $t_{samp} = 500 \mu\text{s}$, Integrationszeit $t_{int} = 35$ Minuten. Die für jede Beobachtungsfrequenz (1 - 35 GHz, Schrittweite $\delta\nu = 100$ MHz) generierten Zeitreihen mit 2²² Werten wurden mit der im Kapitel 5.8 beschriebenen Suchsoftware PSRSEARCH analysiert und das beste Signal-zu-Rausch Verhältnis, nach der harmonischen Summation, gespeichert.

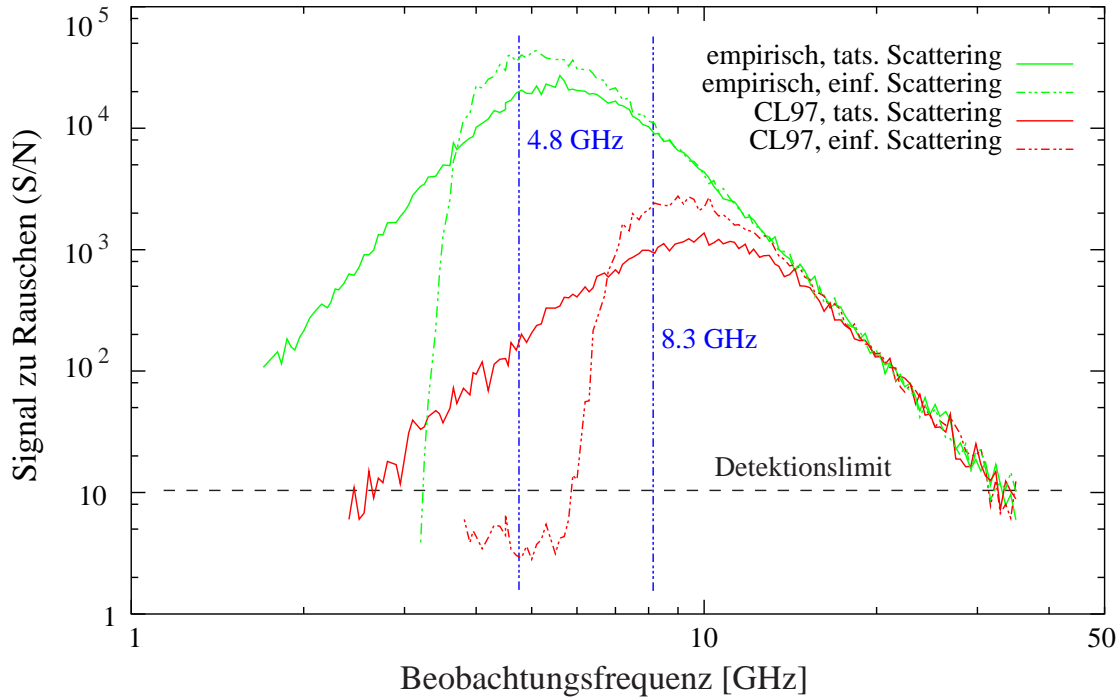
Wie in Abschnitt 6.4.4 erwähnt, wurde die Systemrauschtemperatur T_{sys} und der Antennengewinn G an die für Effelsberg typischen Werte angepaßt; die Bandbreite der Empfänger / Filterbänke $\Delta\nu$ wurde mit einer Geraden von $\Delta\nu_{1.4\text{ GHz}} = 80$ MHz bis $\Delta\nu_{32\text{ GHz}} = 2$ GHz berücksichtigt. Die Dispersionsverbreiterung durch die Filterbänke wurde der Einfachheit halber bei jeder Frequenz mit $t_{DM} = 5$ ms angesetzt.

Die Ergebnisse der Simulation zeigt Abbildung 6.12. Die in grün gezeichneten Kurven entsprechen der empirisch angenommenen Streuzeit $\tau_{GC}(1\text{ GHz}) \approx 160$ s, die roten Kurven der Scatteringzeit $\tau_{GC}(1\text{ GHz}) \approx 1065$ s nach dem Modell von Cordes & Lazio (1997) für einen Abstand des Scattering-Schirms zum Zentrum von $\Delta_{GC} = 50$ pc. Jeweils gestrichelt ist die vereinfachte Streuverbreiterung dargestellt, während die durchgezogenen Linien das tatsächliche Scattering zeigen.

²¹ Bei der optimalen Frequenz ν_{best} ist $\epsilon_{eff} = W/P = (\epsilon^2 + \alpha \ln 2/2\pi^2)^{1/2} \approx 0.19 \sqrt{\alpha}$.

²² Die mittlere Pulsperiode von 1180 Pulsaren (ohne MSPs) beträgt $P \sim 800$ ms.

²³ Obwohl nur 20 von 1180 normalen Pulsaren einen Fluß $S_{1400} \geq 20$ mJy haben, wurde dieser hohe Wert verwendet, weil die Simulation vorrangig den Detektionsverlauf in Abhängigkeit zur Frequenz zeigen soll.

**Abbildung 6.12:**

Detektionsempfindlichkeit (S/N) für zwei verschiedene Scatteringmodelle (grün: $\tau_{GC} \approx 160$ s, rot: $\tau_{GC} \approx 1065$ s bei 1 GHz) in Abhängigkeit zur Beobachtungsfrequenz. Die Simulationen wurden für beide Modelle mit der vereinfachten und tatsächlichen Streuverbreiterung gerechnet. Die gestrichelt eingezeichnete Linie markiert das übliche Detektionslimit für Pulsar-Suchen von $S/N \approx 10$. (Details siehe Text)

Die Ergebnisse der Simulation zeigen zunächst, daß die tatsächlichen Empfindlichkeitskurven zu niedrigeren Frequenzen wesentlich flacher abfallen als bei der vereinfachten Streuverbreiterung (vgl. Abschnitt 6.3.1). Das etwas größere Detektionsmaximum bei $\nu \approx 5$ GHz bzw. $\nu \approx 10$ GHz bei dem vereinfachten Scatteringmodell erklärt sich durch die Annahme eines Gauß-Pulses, der aufgrund seiner Symmetrie eine höhere harmonische Leistung erzeugt als ein real gestreuter Puls, dessen abfallende rechte Flanke einer e -Funktion folgt (vgl. Abbildung 6.6).

Weiterhin zeigt Abbildung 6.12 zu höheren Frequenzen einen ähnlichen Verlauf aller vier Empfindlichkeitskurven. Diese Gleichheit ergibt sich, weil ab $\nu \approx 15$ GHz die Empfindlichkeit vorrangig durch das steile Pulsar-Spektrum und instrumentelle Einflüsse²⁴ bestimmt wird und weil bei höheren Frequenzen der Scattering-Effekt immer mehr an Bedeutung verliert.

²⁴ höhere Systemrauschtemperatur T_{sys} , kleinerer Teleskopgewinn G

Die Simulation macht deutlich, daß sich bei einer Beobachtungsfrequenz von $\nu \approx 5$ GHz die maximale Empfindlichkeit bei Annahme der empirischen Streuverbreiterung $\tau_{GC}(1 \text{ GHz}) \approx 160 \text{ s}$ erreichen läßt. Sollte das Scattering erheblich größer sein und mehr dem Modell von Cordes & Lazio (1997) entsprechen, $\tau_{GC}(1 \text{ GHz}) \approx 1065 \text{ s}$, so reduziert sich das Detektionslimit maximal um einen Faktor 10 in Bezug zur höchsten erzielbaren Empfindlichkeit bei $\nu \approx 10 \text{ GHz}$ (siehe Abbildung 6.12).

In Anbetracht dieser Ergebnisse und dem Anliegen, einen möglichst großen Zentrumsbereich bei limitierter Beobachtungszeit zu untersuchen, erscheint ein Survey bei $\nu \approx 5 \text{ GHz}$ ideal, weil jede höhere Frequenz den Teleskop-Beam reduziert ($\propto \nu^{-2}$) und somit den Suchbereich verkleinert.

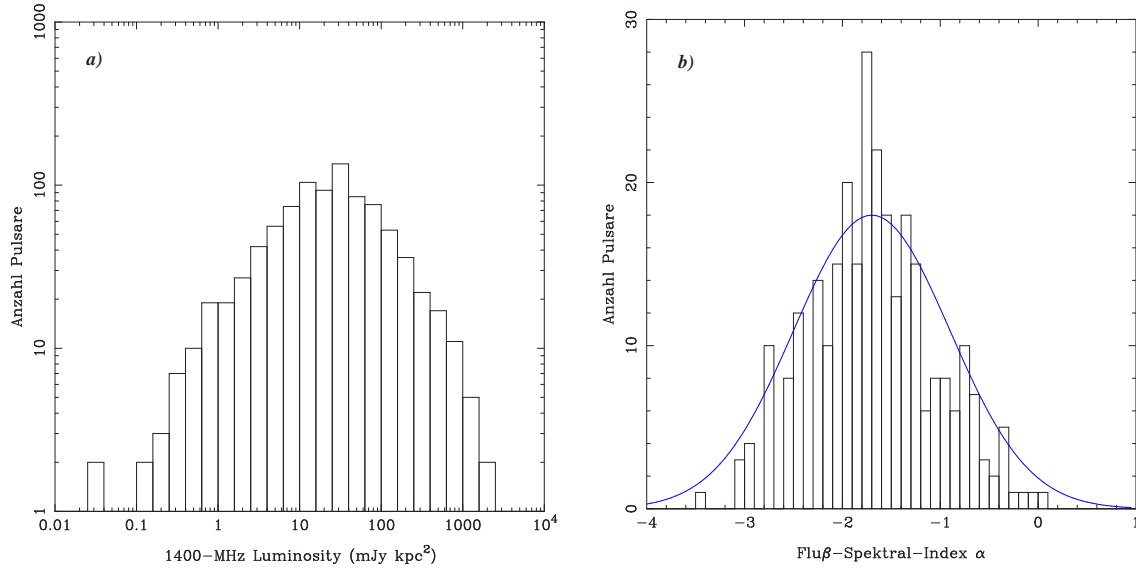
Im Gegensatz zur Survey-Strategie (Optimierung der Beobachtungsfrequenz zugunsten eines großen Suchfelds), erzielt eine Beobachtung von möglichen Pulsar-Kandidaten im Galaktischen Zentrum bei $\nu \approx 10 \text{ GHz}$ ein Empfindlichkeitsmaximum für die Annahme von Streuzeiten aus Cordes & Lazio (1997).

Weil die Bedingungen im Zentrumsbereich unserer Galaxie, besonders in Bezug auf die Größe der Streuverbreiterungen von Zentrumpulsaren, noch völlig ungewiß sind, wurden im Rahmen dieser Arbeit beide Strategien verfolgt. Abschnitt 6.6.1 beschreibt den Effelsberger 5-GHz Pulsar-Survey in Richtung des Galaktischen Zentrums und Abschnitt 6.6.2 eine gezielte Beobachtung von Punktquellen (*Target-Search*) aus VLA-Messungen von Lazio & Cordes (1998a) bei 8 GHz.

6.5 Detektionslimit

Die beiden letzten Abschnitte haben verdeutlicht, wie verschieden groß die Streuzeiten für Pulsare in unmittelbarer Zentrumsnähe – je nach verwendetem Scattering-Modell – ausfallen. Um ein Detektionslimit für die Pulsar-Suchen in Effelsberg zu bestimmen, wurden daher die Empfindlichkeitsverläufe für die verschiedenen Scatteringannahmen und Beobachtungsstrategien (5- und 8-GHz) berechnet und mit den Eigenschaften der bisher gefundenen Pulsare verglichen.

Damit die folgenden statistischen Untersuchungen nicht durch die lokale Nähe bekannter Pulsare (vgl. Abbildung 6.9) verfälscht werden, wurde nicht die sonst

**Abbildung 6.13:**

- a) Statistische Verteilung der Luminosity bei 1400 MHz für 902 Pulsare.
b) Statistische Verteilung des Fluß-Spektral-Index α für 285 Pulsare.

übliche Flußdichte, sondern die scheinbare Helligkeit (*pseudo Luminosity*) der Pulsare bei den Betrachtungen verwendet. Die pseudo Luminosity²⁵ berücksichtigt den quadratischen Abfall der Flußdichte S zum Abstand D zwischen Pulsar und Beobachter (*inverse square law*) und ist, wie die Flußdichte, frequenzabhängig. Durch den großen Erfolg des Parkes Multibeam-Surveys bei 21-cm (Manchester et al. 2001), liegen heute für praktisch alle bekannten Pulsare die Flußdichten bei 1.4-GHz vor, womit sich auch die Betrachtung der Helligkeit L bei dieser Frequenz anbietet:

$$L_{1400} = S_{1400} D^2 . \quad (6.24)$$

Die derzeitige Luminosity-Verteilung umfaßt einen Bereich von $0.1 - 10^4$ mJy kpc². Damit die besonders großen Werte durch sehr nahe Pulsare²⁶ die durchschnittliche Helligkeit nicht verfälschen, wurden diese bei der Berechnung der Detektionsraten ausgeklammert. Abbildung 6.13 a) zeigt die statistische Luminosity-Verteilung von 902 Pulsaren bei 1.4 GHz mit einem Mittelwert $\overline{L_{1400}} \approx 25$ mJy kpc².

²⁵Weil Pulsare nicht in alle Richtungen strahlen, muß bei der Helligkeit zusätzlich der eigentliche Abstrahlanteil f berücksichtigt werden: $L = S f 4\pi D^2$. Für einen runden Strahlkegel ist $f \sim 1/6$ eine gute Näherung (Gunn & Ostriker 1970). Weil sich die Untersuchungen in diesem Abschnitt jedoch auf bekannte Pulsare beziehen, darf die pseudo Luminosity $L = S D^2$ verwendet werden.

²⁶ $D \leq 600$ pc

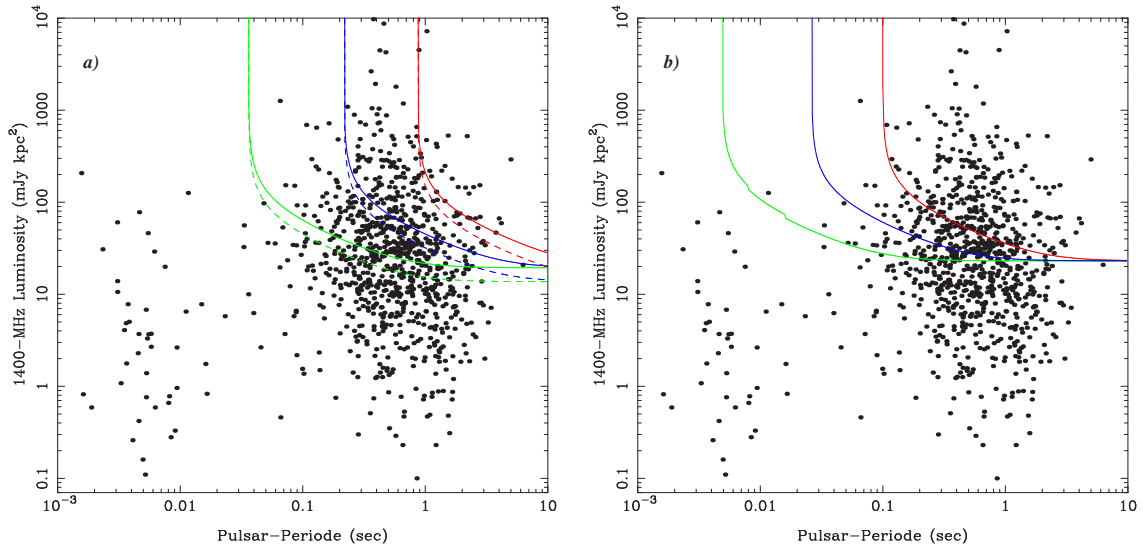


Abbildung 6.14:

Luminosity bei 1400 MHz in Abhängigkeit zur Pulsar-Periode für 908 Pulsare. Die eingezeichneten Kurven geben die auf 1.4 GHz skalierten Detektionslimits (links: 5-GHz Pulsar-Survey, rechts: 8-GHz Suche) für drei verschiedene Scattering-Annahmen (grün: empirisches Modell für $DM = 3500 \text{ pc cm}^{-3}$, blau: CL97 mit $\tau_{sc} \sim 350 \text{ s } \nu^{-4}$ und rot: CL97 mit $\tau_{sc} \sim 1065 \text{ s } \nu^{-4}$) an.

Weil die Pulsar-Suchen in dieser Arbeit nicht bei den sonst üblichen 1400 MHz, sondern bei 4850 bzw. 8350 MHz durchgeführt wurden, müssen für eine statistische Betrachtung der Detektionswahrscheinlichkeit die Empfindlichkeitsberechnungen auf 1.4 GHz skaliert werden. Abbildung 6.13 b) zeigt die Verteilung des Spektralindex α für 285 Pulsare, die sich gut durch eine Gauß-Funktion (blaue Kurve) mit

$$dN/d\alpha \propto \exp\left(\frac{-(\alpha - \langle\alpha\rangle)^2}{2\sigma_\alpha^2}\right), \quad \text{mit } \langle\alpha\rangle = 1.66 \text{ und } \sigma_\alpha = 0.8 \quad (6.25)$$

mathematisch beschreiben läßt.

Mit Hilfe der Luminosity- und Spektralindex-Verteilung bekannter Pulsare, sowie den Betrachtungen zur Empfindlichkeit aus den Abschnitten 6.3 und 6.4, wurden die Detektionslimits für die Pulsar-Suchen bei 5- und 8-GHz modelliert. Die Ergebnisse in Abbildung 6.14 zeigen die minimalen Luminosity-Kurven, oberhalb derer ein Zentrumpulsar ($D_{GC} = 8.5 \text{ kpc}$) noch detektiert werden kann, als Funktion der Pulsar-Periode P und skaliert auf 1400 MHz. Ähnlich wie in den vorherigen Abschnitten wurden die Berechnungen wieder für empirisch angenommene Streuzeiten mit $DM \approx 3500 \text{ pc cm}^{-3}$ sowie den Scattering-Modellen von Cordes & Lazio (1997)

Frequenz:	Beobachtung:	Scattering-Modell:	Detektionsrate:
4850 MHz	35 min	empirisch, $DM = 3500 \text{ pc cm}^{-3}$	45 %
4850 MHz	35 min	CL97, $\tau_{sc} \sim 350 \text{ s } \nu^{-4}$	21 %
4850 MHz	35 min	CL97, $\tau_{sc} \sim 1065 \text{ s } \nu^{-4}$	3 %
4850 MHz	70 min	empirisch, $DM = 3500 \text{ pc cm}^{-3}$	53 %
4850 MHz	70 min	CL97, $\tau_{sc} \sim 350 \text{ s } \nu^{-4}$	27 %
4850 MHz	70 min	CL97, $\tau_{sc} \sim 1065 \text{ s } \nu^{-4}$	5 %
8350 MHz	2.5 Std	empirisch, $DM = 3500 \text{ pc cm}^{-3}$	50 %
8350 MHz	2.5 Std	CL97, $\tau_{sc} \sim 350 \text{ s } \nu^{-4}$	43 %
8350 MHz	2.5 Std	CL97, $\tau_{sc} \sim 1065 \text{ s } \nu^{-4}$	29 %

Tabelle 6.2:

Auflistung der prozentualen Detektionsrate aller bekannten Pulsare für die drei, in dieser Arbeit durchgeführten, Pulsar-Suchen im Galaktischen Zentrum. (Details im Text)

(CL97) durchgeführt. Die Positionen der Punkte in Abbildung 6.14 markieren die Helligkeit L_{1400} und Periode P von bekannten Pulsaren.

Abbildung 6.14 a) bezieht sich auf die Empfindlichkeit des 5-GHz Surveys, wobei die durchgezogenen Linien eine Beobachtung von 35 Minuten pro Position und die gestrichelten Kurven eine Integration von 70 Minuten zeigen.

In Abbildung 6.14 b) sind die Luminosity-Kurven für die 8-GHz Suche mit 2.5 Stunden Integration pro Quelle dargestellt.

6.5.1 Ergebnisse

Die Ergebnisse dieser Untersuchungen, die in Tabelle 6.2 nochmals zusammengefaßt aufgelistet sind, zeigen, daß selbst bei extrem großen Streuzeiten ($\tau_{sc} \sim 1065 \text{ s } \nu^{-4}$) noch emissionsstarke Zentrumpulsare mit Perioden $P \geq 1$ Sekunde bei 5 GHz gefunden werden können. Mit den neueren Annahmen von Lazio & Cordes (1998c) steigt

die Detektionsrate sogar auf 21% bzw. auf jeden vierten bekannten Pulsar bei einer Integrationszeit von 70 Minuten. Bei dem optimistischeren empirischen Scattering-Modell liegt das Detektionslimit für einen typischen Pulsar mit $\bar{P} \approx 800$ ms sogar bei der mittleren Luminosity $\overline{L_{1400}} \approx 25$ mJy kpc², womit jeder zweite bekannte Pulsar – wäre er im Zentrumsbereich – gefunden werden könnte.

Weiterhin zeigen die Ergebnisse, daß eine Suche bei 8 GHz, wie zu erwarten, empfindlicher für Pulsare mit kürzerer Periode²⁷ ist – jedoch trotz 4-facher Integrationszeit nur das gleiche Detektionslimit wie der 5-GHz Survey für Pulsare mit $P \geq 1$ s erreicht. In Anbetracht der kleineren effektiven Beamfläche bei 8 GHz im Vergleich zum 5-GHz Empfänger (Faktor ~ 3.3) und der 4-fachen Integrationszeit pro Position, würde eine 8 GHz Suche die ~ 13 -fache Beobachtungszeit benötigen und wäre damit als Survey kaum durchführbar.

Es sei an dieser Stelle ausdrücklich erwähnt, daß sich die Detektionslimits auf Pulsare in unmittelbarer Nähe ($R < 200$ pc) zum Galaktischen Zentrum beziehen, in der das Scattering der limitierende Einfluß ist. Für Pulsare im Vordergrund ($D < 8.3$ kpc) verliert die Streuverbreiterung bei 5- und 8-GHz immer mehr an Bedeutung bis die reine Grundempfindlichkeit das Detektionslimit einer Pulsar-Suche bestimmt (siehe Abbildungen 6.17 und 6.20).

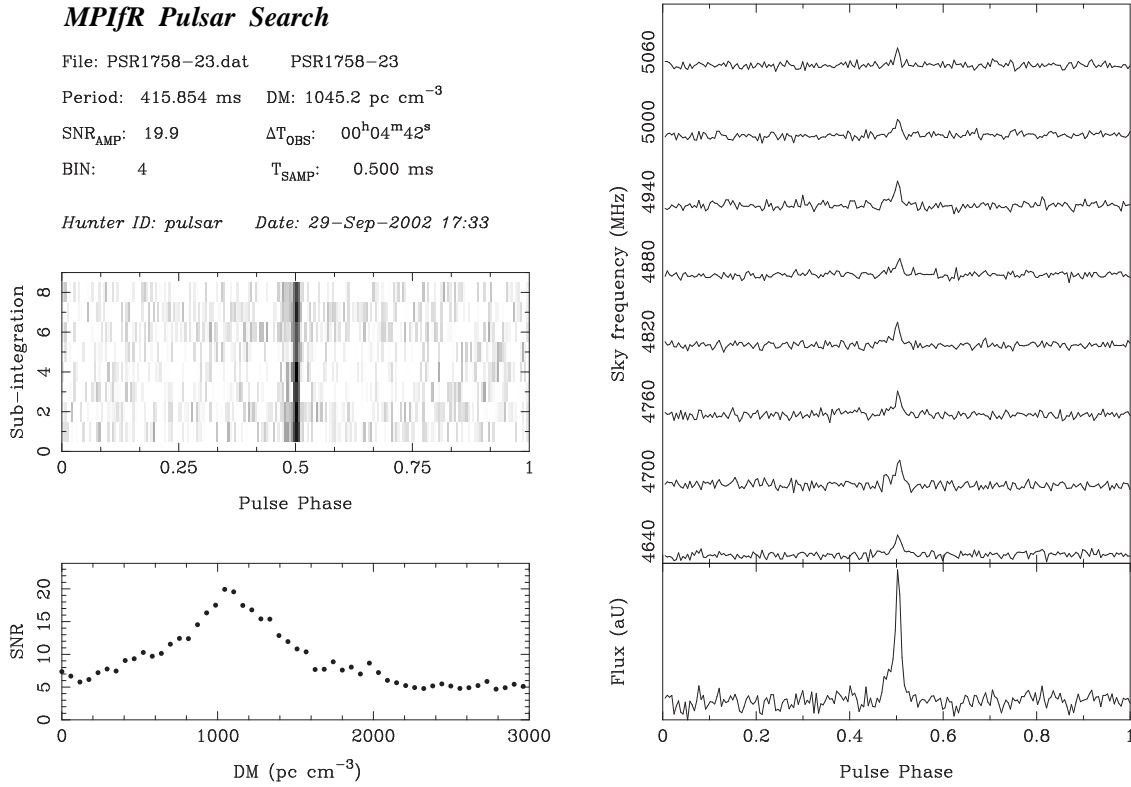
6.6 Beobachtungen

Ausgehend von den theoretischen Überlegungen zur Detektierbarkeit von Pulsaren in Richtung des Galaktischen Zentrums, wurde – im Rahmen dieser Arbeit – ein Survey der Zentrumsregion bei 4.85 GHz sowie Beobachtungen von möglichen Pulsar-Kandidaten bei 8.35 GHz durchgeführt. Die folgenden beiden Abschnitte beschreiben die Survey-Region bzw. die Positionen der Kandidaten-Suche, die Grundempfindlichkeit der Beobachtungen und das Empfänger- und Backend-Setup.

6.6.1 Der 6 cm Pulsar-Survey

Beobachtungen des Galaktischen Zentrums sind von Effelsberg, durch eine südliche Talöffnung, für ca. 2.5 Stunden pro Tag bei niedrigen Elevationen ($8^\circ - 10.5^\circ$)

²⁷ z.B. *junge* Pulsare mit Perioden im Bereich 30-100 ms

**Abbildung 6.15:**

Suchergebnis einer Test-Beobachtung des hochdispergierten Pulsars PSR B1758-23.
 ($P = 416$ ms, $DM = 1074$ pc cm⁻³, $S_{4.85\text{ GHz}} = 0.43$ mJy, $d = 13.49$ kpc)

möglich. Um diese kurze Zeit pro Session optimal zu nutzen und gleichfalls die Anzahl der Abtastwerte möglichst praktikabel für die anschließende Datenanalyse zu halten, wurde eine Beobachtungszeit t_{int} von 35 bzw. 70 Minuten pro Pointing gewählt. Hierdurch konnten 4 bzw. 2 Positionen pro Zentrumszeit beobachtet werden, zuzüglich zwei Testmessungen von PSR B1758-23 zu Beginn und am Ende der Suche. Für die Abtastzeit der Meßwerte wurde $t_{samp} = 500 \mu\text{s}$ gewählt, womit sich Datenmengen pro Frequenzkanal von 2^{22} bzw. 2^{23} Werten ergeben, die sich besonders schnell analysieren lassen.

Die Beobachtungen fanden jeweils in den Monaten Februar bis Juli²⁸ in den Jahren 2001-2003 bei guten bis sehr guten Wetterbedingungen statt. Zu Beginn jeder Beobachtung wurde, nach erfolgreichem Pointing/Focus/Pointing auf NRAO 150,

²⁸ In der ersten Jahreshälfte ist das Galaktische Zentrum in den Nachtstunden beobachtbar, womit sich Störungen der Messung durch die Sonne vermeiden lassen.

Beobachtungszeit t_{int}	35 / 70 Minuten
Beobachtungsfrequenz ν_{sky}	4850 MHz
Gesamtrauschen ($T_{sys} + T_{sky}$)	≈ 30 K
Antennengewinn G	≈ 1.5 K/Jy
Filterbank	$4 \times 8 \times 60$ MHz
Abtastrate t_{samp}	0.5 ms
Datenvolumen pro Position	256 bzw. 512 MBytes
Backend	POESY / PULSAR2000

Tabelle 6.3:
*Beobachtungs- und
Systemparameter des
6 cm Pulsar-Surveys*

der hochdispergierte Pulsar PSR B1758–23 in einer 5 minütigen *Probesuche* gemessen, um die Funktion aller technischen Komponenten zu überprüfen (Abbildung 6.15). Weil PSR B1758–23 zudem auch am Ende einer jeden Zentrumsbeobachtung gemessen wurde, konnte durch Interpolation beider Suchergebnisse ein Maß für die Empfindlichkeit der Beobachtungsnacht abgeschätzt werden. Für alle 40 Beobachtungsdurchgänge konnte PSR B1758–23 bei einer 4:42 Minuten Messung mit einem $S/N \geq 18$ detektiert werden, was genau der Empfindlichkeitserwartung des Pulsars mit den Systemparametern für Effelsberg entspricht (vgl. Tabelle 6.3).

Der im Sekundärfocus eingebaute 5 GHz Empfänger besitzt zwei Hörner in einem Abstand von $8'12''$, die beide beim 6 cm Survey verwendet wurden. Obwohl sich das zweite Empfangshorn, aufgrund der parallaktischen Drehung, während der Messung von seiner Himmelsposition wegdreht, konnte es nutzvoll als Referenz zur Erkennung von Störungen in der Datenauswertung eingesetzt werden (Abschnitt 6.7).

Abbildung 6.16 zeigt vor einer $\lambda 2.8$ cm Kontinuum-Karte (Seiradakis et al. 1989) die Positionen der 5 GHz Pulsar-Suche. Die zentralen 19 Pointings wurden mit einer Integrationszeit von 70 Minuten, die anderen Positionen für jeweils 35 Minuten beobachtet. Zusätzlich wurden auch die Quellen aus Tabelle 6.4 gemessen, die Gegenstand der Kandidaten-Suche bei 8 GHz waren. Insgesamt umfaßte der Pulsar-Survey eine Feldgröße von 0.4×0.4 Grad (~ 60 pc).

Die Grundempfindlichkeit²⁹ der 5 GHz Suche in Abhängigkeit zur Pulsar-Periode

²⁹ Die Bezeichnung *Grundempfindlichkeit* in diesem Kapitel berücksichtigt keine Scatteringeffekte und liefert damit eine Aussage zur Suchempfindlichkeit für Pulsare im Vordergrund des Galaktischen Zentrums.

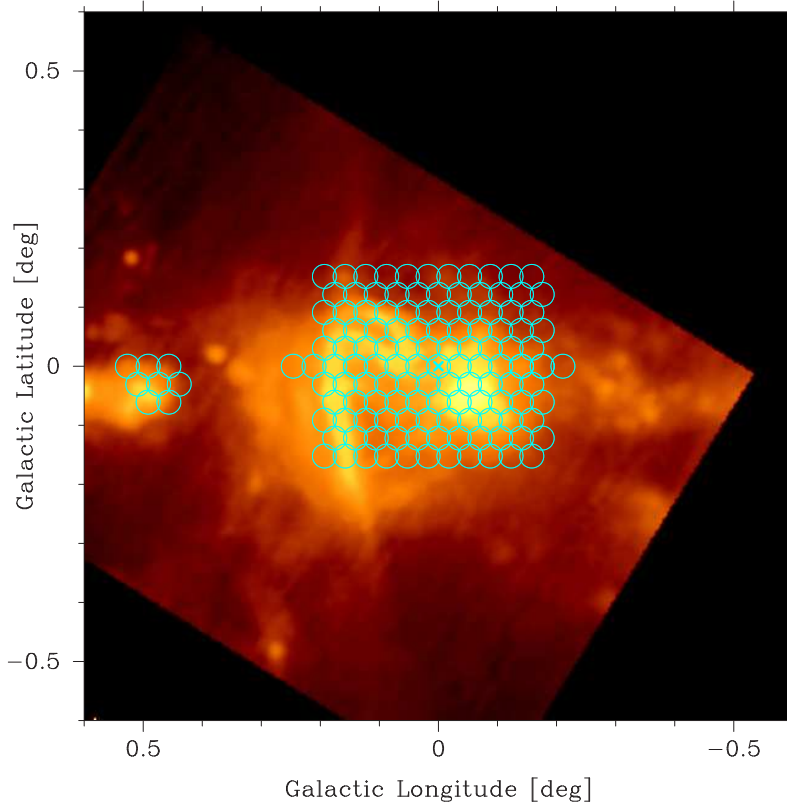


Abbildung 6.16:
Suchfeld des 6 cm-Surveys mit 124 Pointings in Richtung des Galaktischen Zentrums (\times) und 8 Pointings in Richtung Sgr B2. Die Durchmesser der eingezeichneten Kreise entsprechen dem Beam (FWHM = 146 arcsec) des 5-GHz Empfängers.

bei fünf verschiedenen Dispersionsmaßen zwischen 0 und 4000 pc cm^{-3} zeigt Abbildung 6.17. Die Berechnungen basieren auf Ausdruck 6.10 mit den Parametern für Effelsberg aus Tabelle 6.3. Die Stufen in den Empfindlichkeitskurven hin zu kleineren Perioden resultieren aus der gewählten Abtastzeit $t_{\text{samp}} = 500 \mu\text{s}$ und dem damit verbundenen Wegfall von höheren harmonischen Signalanteilen. Durch die Verwendung von VFCs und Zählern zur Digitalisierung der Empfängersignale in Effelsberg, braucht der sonst übliche Empfindlichkeitsverlust bei einer 1-Bit Quantisierung ($\sqrt{2/\pi}$) nicht berücksichtigt werden (van Vleck & Middleton 1966). Die Korrektheit der berechneten Empfindlichkeiten wurde zusätzlich, durch Beobachtungen ausgewählter Pulsare, bei verschiedenen Pulsar-Perioden und Dispersionsmaßen verifiziert (Kramer et al. 2000a).

Bei allen Empfindlichkeitsberechnungen wurde ein Gauß-förmiges Pulsprofil mit einer Breite $W_{50} = 5\%$ angenommen (vgl. Abbildung 1.8, S. 11). Weil die Pulsbreite zu höheren Frequenzen allgemein abnimmt (Kijak et al. 1998) bzw. bei einigen Pulsaren zusätzliche Profilstrukturen sichtbar werden (Abbildung 6.18), die ebenfalls zu einem größeren harmonischen Signalanteil beitragen, kann die Suchempfindlichkeit

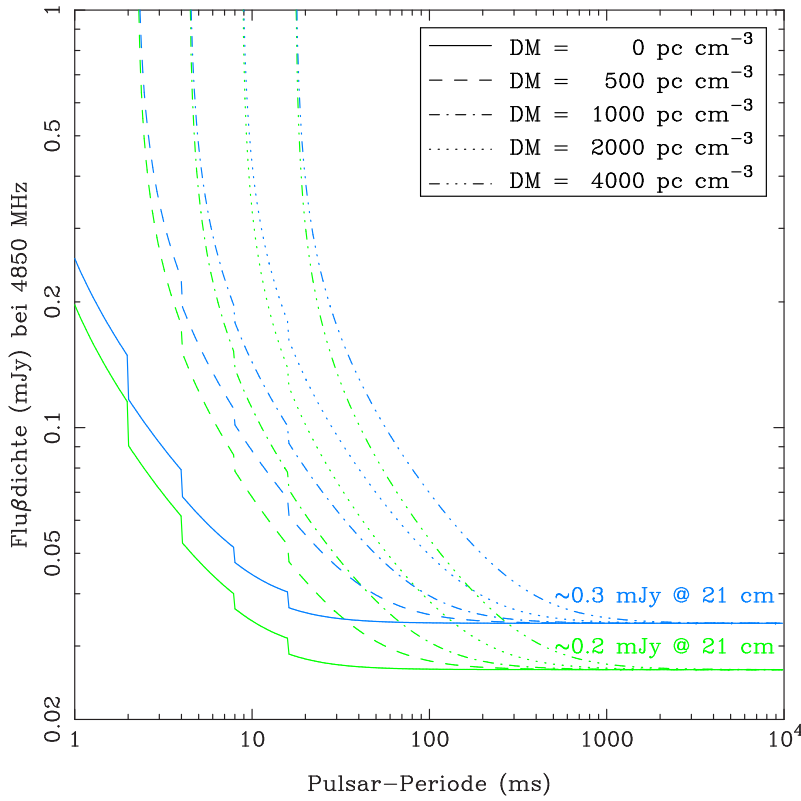


Abbildung 6.17: Suchempfindlichkeit (minimale detektierbare Flußdichte) bei 6 cm Wellenlänge in Abhängigkeit zur Pulsar-Periode für verschiedene Dispersionswerte. Die blauen Kurvenverläufe beziehen sich auf eine Integrationszeit von 35 Minuten, die grünen Kurven auf eine Integration von 70 Minuten. Diese Darstellung berücksichtigt keine Scattering-Einflüsse.

in einigen Fällen auch besser sein als in Abb. 6.17 dargestellt.

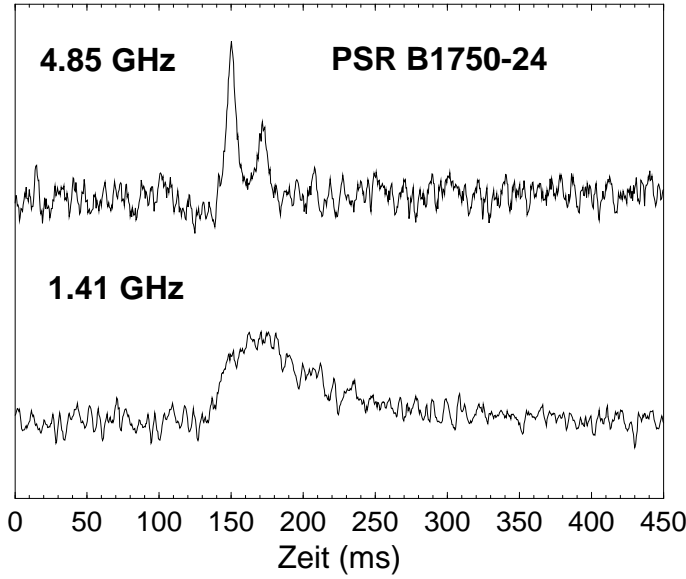
6.6.2 Die Pulsar-Suche bei 3.6 cm

Weil die Abschätzungen zur Streuverbreiterung τ_{sc} von Zentrumpulsaren sehr unterschiedlich ausfallen, wurden – neben der 5 GHz-Suche – auch Beobachtungen von möglichen Pulsar-Kandidaten bei 8.3 GHz mit dem Effelsberg-Teleskop unternommen. Die Messungen zu diesem Projekt erfolgten in Kooperation mit T. J. W. Lazio (NRL), M. Kramer (Jodrell Bank) und J. M. Cordes (Cornell) in insgesamt 9 Sessions à 3 Std. bei besten Wetterbedingungen im Frühjahr 2002.

Durch die hohe Beobachtungsfrequenz von 8.35 GHz kann die Scatteringzeit τ_{sc} , im Vergleich zur 6 cm-Suche, nochmals um 85–90 % reduziert werden³⁰, wodurch die Messungen auch empfindlich für *junge* Pulsare³¹ und jene im Hintergrund des Galaktischen Zentrums waren. Weil Beobachtungen bei 8.35 GHz, aufgrund des steilen

³⁰ Spektral-Index der Streuverbreiterung: $3.6 \lesssim \alpha \lesssim 4.4$

³¹ Pulsar-Perioden von 30–100 ms

**Abbildung 6.18:**

Einfluß der Beobachtungsfrequenz auf das mittlere Pulsprofil.

Während bei 1.41 GHz das Pulsprofil durch Scattering zu einem breiten Puls verschmiert, sind bei 4.85 GHz sogar zwei Profilkomponenten zu sehen, wodurch der harmonische Signalanteil ansteigt und eine bessere Detektion möglich wird. (Abb. Kramer (1995))

PSR B 1750–24:

$$P = 528 \text{ ms}, \tau_{sc}(1.4 \text{ GHz}) \approx 50 \text{ ms}$$

Spektrums von Pulsaren ($\langle\alpha\rangle = 1.6-1.8$) und der schlechteren Antenneneffizienz, eine ~ 4 -fach längere Integration erfordern, konnten nur einzelne Positionen (Pulsar-Kandidaten) im Zentrumsbereich gemessen werden.

Zur Ermittlung möglicher Pulsar-Positionen dienten VLA-Beobachtungen bei 0.33, 1.4 und 5 GHz. Ausgehend von Messungen von van Langevelde et al. (1992) und Frail et al. (1994), die Winkelverbreiterungen bei Sgr A* und OH-Masern von $\sim 1''$ bei 1 GHz belegen, konnte für Pulsare im Zentrumsbereich ein Wert von $0''.8$ bei 1.4 GHz bzw. $12''$ bei 330 MHz abgeleitet werden. Ein entsprechend ausgerichteter VLA-Survey in A-Konfiguration³² der inneren 1.5° des Galaktischen Zentrums bei beiden Frequenzen erbrachte ~ 250 Quellen³³, von denen 23 aufgrund Ihrer Winkelgröße, Struktur und Spektrum als mögliche Pulsar-Kandidaten in Erwägung kamen. Alle Kandidaten wurden anschließend mit VLA-Karten bei 5 GHz (Becker et al. 1994) und neueren Messungen von Lazio et al. (1997) verglichen, um ihre Flußdichte für eine Suche nach periodischen Signalen bei höheren Frequenzen zu bestimmen und um Konsistenzen mit dem erwarteten Quellenwinkel von $\sim 0''.05$ für Pulsare bei 5 GHz zu überprüfen.

Aus diesen Vorarbeiten verblieben acht Pulsar-Kandidaten (*Targets* TG1-TG8), die in Tabelle 6.4 mit Position, Flußdichte, Winkeldurchmesser und Spektralindex

³² VLA-Winkelauflösung in A-Konfiguration: $1''.5$ bei 1.4 GHz, $6''$ bei 330 MHz

³³ 2LC-Katalog, (Lazio & Cordes, in preparation)

Quelle:	R.A. (J2000) (h m s)	Dec. (J2000) (° ' ")	Flußdichte (mJy)	Durchmesser (")	Spektral- Index α
<i>Arches</i>	17:45:50.350	−28:49:21.82	—	—	—
TG1	17:43:14.912	−29:46:47.36	5.4	0.29	−1.0
TG2	17:46:18.089	−29:38:37.15	2.9	0.20	−1.0
TG3	17:48:52.955	−29:26:57.60	6.6	...	−1.0
TG4	17:41:59.989	−29:10:47.85	2.5	...	−1.2
TG5	17:46:51.334	−28:36:10.19	12	...	−1.5
TG6	17:45:39.700	−29:04:13.00	> 2
TG7	17:46:21.500	−28:52:56.00	> 2
TG8	17:43:55.000	−29:13:47.00	> 2

Tabelle 6.4:

Auflistung der Positionen, die bei 8.3 GHz für mindestens 2.5 Std. beobachtet wurden. Die Koordinaten (mit Ausnahme des *Arches*-Cluster) wurden von Lazio et al. (1997) in einer VLA-Suche nach Punktquellen mit steilem Spektrum ermittelt und uns zur Verfügung gestellt. Die Spalten Flußdichte und Winkeldurchmesser beziehen sich auf 5 GHz.

(falls bekannt) aufgeführt und zusätzlich in Abbildung 6.19, soweit sie innerhalb der Grenzen von $1^{\circ}2 \times 1^{\circ}2$ liegen, dargestellt sind. Neben den Targets TG1 - TG8 wurde auch der sternenreiche *Arches*-Cluster bei 3.6 cm beobachtet, der nur ~ 25 pc vom Galaktischen Zentrum entfernt liegt und alleine ~ 100 massive Hauptreihensterne (O-Sterne, $M \geq 200 M_{\odot}$) enthält (Serabyn et al. 1998, Stolte et al. 2002).

Ähnlich wie bei der 6 cm-Suche, wurden auch im Vorfeld der 8 GHz-Beobachtungen Testmessungen von Pulsaren mit verschiedenen Perioden und Dispersionsmaßen durchgeführt, um die Empfindlichkeit des neuen 3.6-cm Empfängers zu untersuchen. Hierbei stellte sich das Single-Beam System mit gekühlten HEMT-Verstärkern als außergewöhnlich empfindlich ($T_{sys} \approx 25$ K im Zenith) und stabil heraus, was zusätzlich durch die ersten Detektionen von Millisekunden-Pulsaren bei dieser Frequenz unterstrichen wurde (Maron et al. 2004).

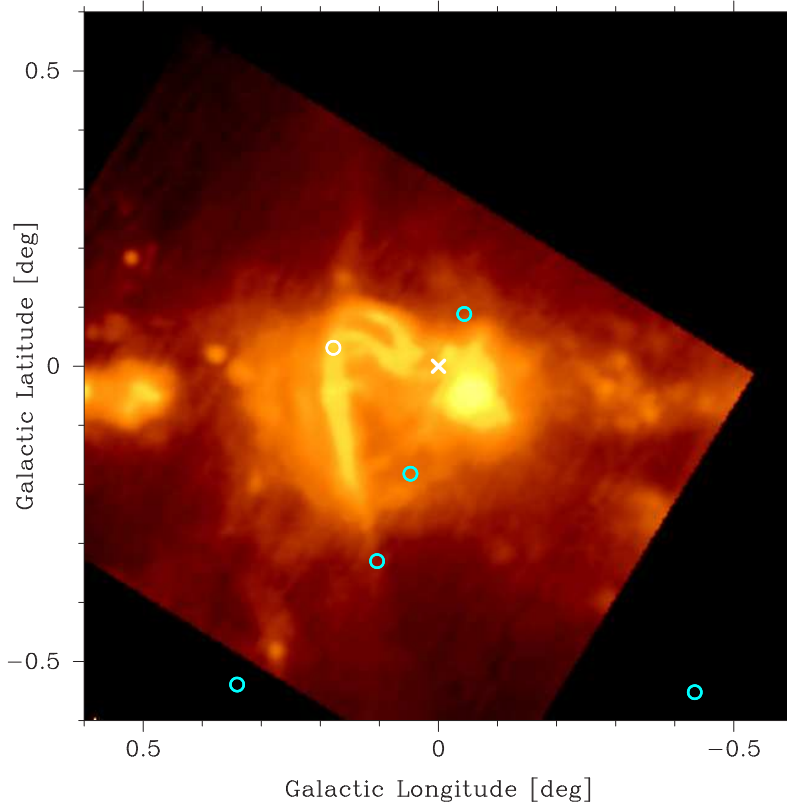


Abbildung 6.19:
 Beobachtungspositionen
 der Pulsar-Suche bei
 3.6 cm Wellenlänge.
 Die Innendurchmesser
 der eingezeichneten
 Kreise entsprechen der
 Beam-Größe
 ($\text{FWHM} = 80.7 \text{ arcsec}$)
 des 8-GHz Empfängers.
 Insgesamt wurden 9
 Positionen beobachtet
 (inkl. dem Arches-
 Cluster), wobei 3
 Pointings außerhalb des
 hier gezeigten Bereiches
 lagen.

Abbildung 6.20 zeigt die berechneten Detektionslimits als Funktion der Pulsar-Periode für fünf verschiedene Dispersionsmaße, ohne Berücksichtigung von Empfindlichkeitsverlusten durch Scattering, für die Parameter aus Tabelle 6.5. Beim Vergleich mit den 5 GHz Limits (Abbildung 6.17) wird deutlich, daß die Suchempfindlichkeit zu kürzeren Perioden bei 8.3 GHz auch durch die geringere Dispersionsverschmierung in den 60 MHz Filterbankkanälen zunimmt.

Wie bei der 5 GHz-Suche wurde vor Beginn der Messungen ein Pointing und Focus auf NRAO 150 durchgeführt. Der hochdispersierte Testpulsar PSR B1758–23, der bei 6 cm bereits nach wenigen Minuten detektiert werden konnte (Abb. 6.15), war jedoch – trotz Integrationszeiten von bis zu 30 Minuten – nicht zu erkennen. Auch Messungen mit dem Kontinuum-Detektor (O. Maron, persönliche Mitteilung) erbrachten keine Detektionen, was sich entweder mit einem besonders steil abfallendem Spektrum³⁴ oberhalb von 5 GHz oder eher durch atmosphärische Refraktionen durch Beobachtungen bei sehr niedrigen Elevationen erklären läßt (A. Kraus,

³⁴ Der Spektralindex α für PSR B1758–23, gemessen zwischen den Frequenzen 1.41 und 4.85 GHz, beträgt -2.1 (Kijak et al. 1998)

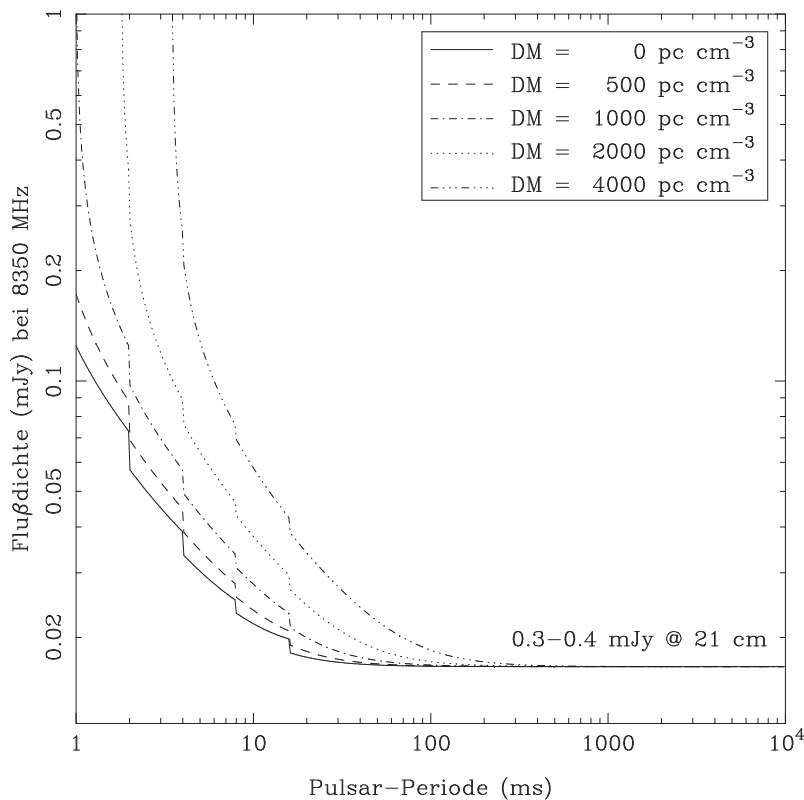


Abbildung 6.20:
Suchempfindlichkeit
(minimale detektier-
bare Flußdichte) bei
8.3 GHz in Abhängig-
keit zur Pulsar-Periode
für verschiedene Dis-
persionswerte.
Diese Darstellung
berücksichtigt keine
Scattering-Einflüsse.

persönliche Mitteilung). Alternativ wurde deshalb der Pulsar B1750–24 (Abb. 6.18) als Testquelle zur Überprüfung des Suchsystems vor jeder Messung beobachtet.

Im Vergleich zu den 5 GHz Beobachtungen, bei denen viele Störer nur mit Hilfe des Referenz-Horns beseitigt werden konnten, waren alle Messungen bei 8.3 GHz auffallend frei von Störungen.

6.7 Datenanalyse

Zur Analyse der Suchdaten wurden die – im Rahmen dieser Arbeit – entwickelten Programme, die ausführlich im Kapitel 5 beschrieben sind, eingesetzt. Dieser Abschnitt faßt daher nur die, für die Galaktische Zentrums-Suche, relevanten Schritte zusammen, welche mit wenigen Ausnahmen für beide Beobachtungsfrequenzen in gleicher Weise durchgeführt wurden. Wegen der großen Datenmengen und der damit verbundenen langen Rechenzeiten, fand die Datenanalyse auf dem institutseigenen Linux-Cluster statt.

Beobachtungszeit t_{int}	2.5 Stunden
Beobachtungsfrequenz ν_{sky}	8350 MHz
Gesamtrauschen $(T_{sys} + T_{sky})$	≈ 28 K
Antennengewinn G	≈ 1.25 K/Jy
Filterbank	$2 \times 8 \times 60$ MHz
Abtastrate t_{samp}	$100 \mu s$
Datenvolumen pro Position	~ 2.75 GBytes
Backend	PULSAR2000

Tabelle 6.5:
*Beobachtungs- und
Systemparameter der
3.6 cm Pulsar-Suche*

Zunächst wurden die Daten von den beiden eingesetzten Backends (POESY, PULSAR2000) in ein kompakteres Zwischenformat überführt, welches fortan als Quelle der eigentlichen Datenverarbeitung diente. Durch De-Dispersion für $DM = 0 \text{ pc cm}^{-3}$ und anschließender Fourier-Transformation wurden lokale Störer, die über dem allgemeinen Rauschteppich im Spektrum lagen, erkannt und in einer separaten Datei, zur späteren Störunterdrückung, gespeichert. Dieses *Masken*-File diente in Kombination mit einer *Birdies*-Datei, die bereits bekannte RFI-Frequenzen enthielt, als Basis der Störbeseitigung in den weiteren Analyseschritten. Bei den 6 cm Daten konnten, durch eine zusätzliche Kreuzkorrelation mit dem Referenz-Horn, auch noch die Störfrequenzen markiert werden, die leicht unterhalb der RFI-Schwelle lagen, aber dafür in beiden Empfangskanälen auftraten.

Im nächsten Verarbeitungsschritt wurden die Filterbank-Kanäle für einen weiten Bereich von $10 - 5000 \text{ pc cm}^{-3}$ de-dispergiert, wobei die Schrittweite der Verzögerungen so gewählt wurde, daß sie nicht mehr als die Hälfte der Pulsverbreiterung in den Filterbank-Kanälen entspricht. Die quadratisch ansteigende De-Dispersionskurve wurde durch 11 lineare Abschnitte angenähert, in denen der Tree-Algorithmus (Abschnitt 5.4.1) aus Effizienzgründen bei der De-Dispersion zur Anwendung kam³⁵.

³⁵ Die FFA-Suche verwendet den Tree-Algorithmus nicht und de-dispergiert durch geeignete Verzögerungen in den einzelnen Filterbank-Kanälen mit anschließender Addition.

Mit diesem Verfahren ergaben sich für beide Beobachtungsfrequenzen ~ 80 De-Dispersionsschritte³⁶. Die so erzeugten de-dispergierten Zeitreihen wurden anschließend nach Einzelpulsen und periodischen Signalanteilen, durch Anwendung des Fast-Folding Algorithmus und der Fourier-Transformation mit anschließender harmonischer Addition, durchsucht (siehe Programmfluß in Abbildung 5.1 auf Seite 120).

Integrationszeiten von 35, 70 und 150 Minuten pro Position bewirken bei Pulsaren, die sich in einem gemeinsamen Orbit mit anderen Sternen befinden, aufgrund der Doppler-Verschiebung, bei einer konventionellen Suche eine deutliche Verschlechterung der Detektionsempfindlichkeit. Zur Vermeidung dieser Limitierung wurden die Zentrumsdaten daher auch mit dem Verfahren “Stack-Search” (Abschnitt 5.6.2) und durch Dehnung/Stauchung im Zeitbereich mit einer konstanten Beschleunigung a im Intervall $-10 < a < 10 \text{ m s}^{-2}$, $\Delta a = 0.1 \text{ m s}^{-2}$ (Abschnitt 5.6.1) analysiert.

Jeweils die besten 10 Pulsar-Kandidaten von jedem Dispersionsschritt wurden in einer Textdatei mit Periode P , Dispersionsmaß DM , Signal-zu-Rauschverhältnis S/N , harmonischer Faltung und Beschleunigung a vermerkt, um ihr mittleres Pulsprofil genauer zu untersuchen und ggf. die Position für eine erneute Beobachtung zu markieren.

6.8 Ergebnisse & Diskussion

Obwohl die Überlegungen hinsichtlich der Existenz von Neutronensternen und der Wahrscheinlichkeit von einer Pulsar-Detektion in Richtung des Galaktischen Zentrums für die Suche bei 5 GHz sehr vielversprechend erscheinen, erbrachte die Datenanalyse nur einige Pulsar-Kandidaten. Oftmals konnten vermeintliche Detektionen bereits durch eine Kombination aus Faltung im Zeitbereich und Plausibilitätsprüfungen ausgeschlossen werden. Weiterhin war das zweite Referenzhorn des 6 cm Empfängers eine hilfreiche Ergänzung bei der Erkennung von RFI-Störungen. Insgesamt 8 Pulsar-Kandidaten, die zwar unterhalb der Detektionsschwelle von einem Signal-zu-Rauschen $S/N \approx 8$ lagen, aber sich durch ihre Dispersionskurve und Sub-Integrationen von anderen Kandidaten unterschieden, wurden erneut beobachtet.

³⁶ Die Anzahl der Schritte ist ungefähr gleich, weil die 8.3 GHz Messungen mit einer schnelleren Abtastzeit ($t_{\text{samp}} = 100 \mu\text{s}$) erfolgten und hierdurch feiner de-dispergiert werden konnte.

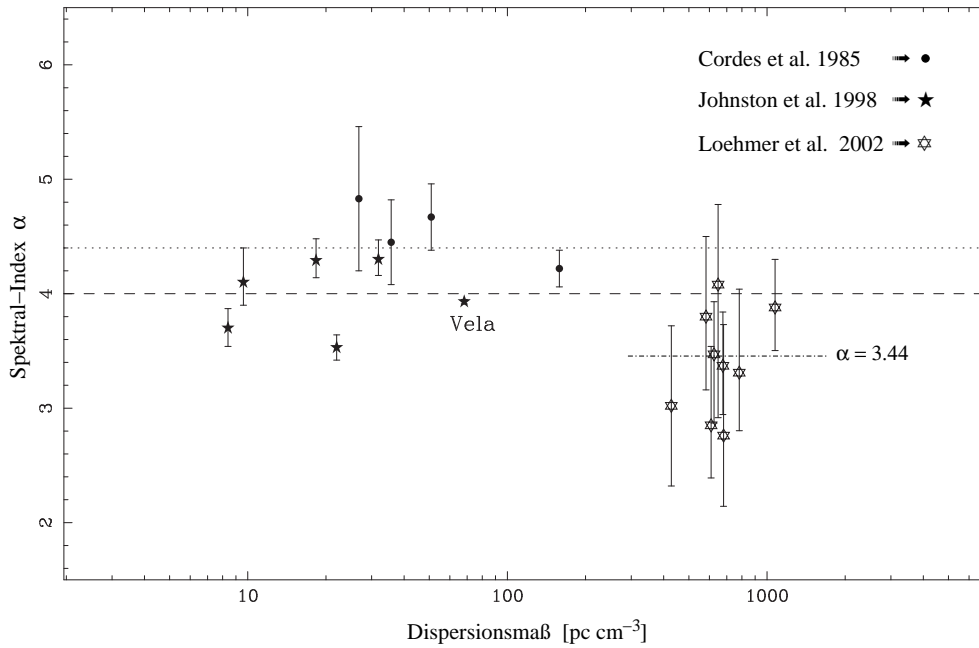


Abbildung 6.21:

Spektral-Index α der Streuverbreiterung in Abhängigkeit vom Dispersionsmaß DM (Cordes et al. 1985, Johnston et al. 1998, Löhmer 2002). Die gepunktete Linie $\alpha_K = 4.4$ gibt den von einem Kolmogorov-Spektrum vorhergesagten Spektralindex an. Die gestrichelte Linie $\alpha = 4.0$ repräsentiert den kleinstmöglichen Spektralindex, der innerhalb der Standard-Theorien eines turbulenten Mediums vorhergesagt wird.

Leider konnten diese Kandidaten, auch durch mehrfache Nachbeobachtungen nicht als Pulsare bestätigt werden, womit der 6 cm-Survey, wie auch die Messungen von Punktquellen mit steilen Spektren bei 8.3 GHz, erfolglos blieben.

Weil auch bei diesem ersten Hochfrequenz-Pulsar-Survey, wie bei vorherigen Suchen bei 1500 MHz (Johnston et al. 1995) in Richtung des Galaktischen Zentrums, kein Pulsar gefunden wurde, ergeben sich zwei mögliche Konsequenzen:

- Trotz aller Vorausüberlegungen und Annahmen zu Neutronensternen im Galaktischen Zentrum, die selbst unter pessimistischsten Bedingungen einige Pulsar-Detektionen erwarten lassen würden, gibt es ein Populationsdefizit an Neutronensternen bzw. Pulsaren. Diese Schlußfolgerung wurde bereits von Johnston (1994) nach den ersten beiden 1.4 GHz-Surveys und der ebenfalls erfolglosen 1500 MHz Suche mit dem Parkes-Radioteleskop (Johnston et al. 1995) diskutiert — ist aber, nach dem bisherigen Wissensstand über die Bedingungen im Galaktischen Zentrum, als eher unwahrscheinlich anzusehen.

- Trotz der schon hohen Frequenz von 5 bzw. 8 GHz für eine Pulsar-Suche, ist der Empfindlichkeitsverlust durch Pulsverschmierungen in Folge von interstellarem Scattering höher als allgemein angenommen. Diese Vermutung könnte durch neuere Untersuchungen von Löhmer (2002) und Bhat et al. (2004) bestätigt werden, die bei hoch-dispergierten Pulsaren ($DM \gtrsim 400 \text{ pc cm}^{-3}$) einen flacheren Spektral-Index α für die Streuverbreiterung zeigen (vgl. Abbildung 6.21). Während bisher entweder von einem $\alpha_K = 4.4$ für ein Kolmogorov-Spektrum oder – wie im Rahmen dieser Arbeit – ein $\alpha = 4.0$ angenommen wurde, haben Löhmer et al. (2001) einen Wert von $\alpha = 3.44 \pm 0.13$ ermittelt. Eine Erklärung dieser Ergebnisse könnte das von Cordes & Lazio (2001) entwickelte Modell zur *anormalen Streuung* sein, das von mehreren diskreten Streuschirmen mit endlicher transversaler Ausdehnung entlang der Sichtlinie zwischen Pulsar und Beobachter ausgeht. Hierdurch werden Wellen bei niedrigen Frequenzen weniger stark an den Kanten des Schirms gestreut und können dadurch den Beobachter nicht mehr erreichen. Die Folge ist eine verminderte Intensität der gestreuten Strahlung bei längeren Wellenlängen, was zu einer Abflachung des Spektrums der Streuverbreiterung führt. Unterstützt wird diese Interpretation der anormalen Streuung durch die Existenz von HII-Regionen entlang der Sichtlinie zu vielen von Löhmer (2002) gemessenen Pulsaren. Für die Suche nach Zentrumpulsaren würde der flachere Scattering-Index α eine Pulsverbreiterung von bis zu $\sim 40\%$ bei 5 GHz bzw. $\sim 30\%$ bei 8 GHz gegenüber der Annahme von $\alpha = 4$ bedeuten. Sollten Streuzeiten von $\tau_{sc} \sim 1065 \text{ s}$ bei 1 GHz für Pulsare im Galaktischen Zentrum – wie von Cordes & Lazio (1997) angenommen – richtig sein, könnten bei 5 GHz nur langperiodische Pulsare detektiert werden, die in der beobachteten Pulsar-Population seltener und in der Praxis³⁷ schwerer zu entdecken sind.

6.9 Ausblick

Obwohl auch diese Arbeit die Frage nach Pulsaren in Richtung des Galaktischen Zentrums nicht umfassend klären konnte, gibt sie dennoch ein neues oberes Limit

³⁷ Zur Unterdrückung von Baseline-Schwankungen während der Beobachtung, werden in Backends (oder der Suchsoftware) Hochpaßfilter verwendet, die auch langperiodische Pulsare herausfiltern.

für die Bildung von Neutronensternen in dieser Region an (Klein et al. 2003). Um die Frage nach der Existenz von Zentrums pulsaren weiter zu verfolgen, bieten sich mit den derzeitigen Teleskopen drei Experimente an:

- a) Ein Survey im direkten Umfeld des Galaktischen Zentrums ($0.5^\circ \lesssim R_{GC} \lesssim 3^\circ$) bei 11 cm Wellenlänge. Diese Suche würde den extrem starken Scattering-Einfluß im galaktischen Bulk aussparen und könnte Zentrums pulsare, die sich in Folge eines jüngeren Starburst gebildet haben, sich aber durch hohe Eigengeschwindigkeiten nicht mehr im Zentralbereich befinden, detektieren. Weil viele der Pulsare, die im Rahmen des Parkes Multibeam Pulsar Surveys bei 1374 MHz gefunden wurden, bereits deutliche Pulsverbreiterungen durch Scattering zeigen (Kramer et al. 2003), könnte eine Suche bei 2.7 GHz auch bisher nicht gefundene Pulsare im Zentrums Umfeld entdecken. Die systematische Suche nach diesen Neutronensternen wurde bereits von (Hartmann 1995) vorgeschlagen, um verschiedene Sternentstehungs-Theorien für das Galaktische Zentrum zu prüfen.
- b) Mit hochauflösenden VLA-Beobachtungen und Messungen im Röntgenbereich nach Punktquellen mit steilen Spektren bzw. Supernova-Überresten (Cordes & Lazio 1997, Senda et al. 2003a,b), könnten Positionen für eine Suche nach periodischen Signalanteilen bei Radiofrequenzen $\nu \gtrsim 8.5$ GHz selektiert werden. Dieser Ansatz wurde bereits für 8 Quellen im Rahmen einer Kooperation mit Cordes, Lazio & Kramer im Rahmen dieser Arbeit bei 8.3 GHz mit dem Effelsberg-Teleskop unternommen. Eine Fortsetzung der Messungen ist empfehlenswert, weil es von Seiten der Röntgen-Beobachtungen einige vielversprechende neue Positionen gibt (Wang 2003).
- c) Ein Survey der erweiterten Zentrumsregion ($R_{GC} \lesssim 1.5^\circ$) bei höheren Frequenzen ($\nu_{sky} > 5$ GHz). Hierzu würden sich insbesondere neuartige Multibeam-Systeme eignen, wie der z.Zt. im Bau befindliche 6.5 GHz Methanol Empfänger (Jodrell Bank / ATNF), weil nur mit diesen Systemen in einem praktikablen Zeitrahmen ein noch größerer Bereich als bei der Effelsberger 5 GHz Zentrums-Suche bei noch höherer Frequenz abgesucht werden kann.

Neben diesen Experimenten, die bereits mit den heute verfügbaren Radioteleskopen (GBT, Effelsberg) durchgeführt werden können, wird das zukünftige SKA³⁸ eine unvergleichbar bessere Empfindlichkeit für das Auffinden von Zentrums pulsaren bieten. Abhängig vom verwendeten Design des Arrays werden Beobachtungen bei Radiofrequenzen $\nu \lesssim 20$ GHz möglich sein, mit einer Grundempfindlichkeit $T_{\text{sys}}/A_{\text{eff}}$, die $\sim 10-30$ -fach besser als Arecibo und ~ 100 Mal empfindlicher als das GBT / Effelsberg sein wird. Für eine Pulsar-Suche mit 8σ -Detektionslimit, $T_{\text{sys}} \approx 25$ K und einer verfügbaren Bandbreite $\Delta\nu \approx \nu/2$, würde bereits eine Integration von nur einer Minute ausreichen, um eine Empfindlichkeit $S_{\text{min}} \approx 1.5\mu\text{Jy}$ zu erreichen (vgl. Abschnitt 6.3). Umgerechnet für Pulsare im Galaktischen Zentrum entspräche dies einer Luminosität von $L \approx 0.1 \text{ mJy kpc}^2$ (Bell 2000, Kramer 2003), mit der sich praktisch alle bisher bekannten Pulsare, projiziert ins Zentrumsgebiet, nach nur einer Beobachtungsminute entdecken ließen (vgl. Abbildung 6.14)! Es ist offensichtlich, daß spätestens mit der Errichtung und Inbetriebnahme des SKAs, die Fragen zur Existenz von Pulsaren im Galaktischen Zentrum endgültig geklärt werden können.

³⁸ Square Kilometre Array (SKA): <http://www.skatelescope.org>

Anhang A

Quadratur-Signalverarbeitung

Durchlaufen zeitvariante Signale das interstellare Medium (ISM), so wird deren Phase, aufgrund freier Elektronen im ISM, frequenzabhängig beeinflusst. Dieser in der Nachrichtentechnik als *Gruppenlaufzeit* betitelte Effekt ist direkt vergleichbar mit der Dispersion von Pulsarsignalen.

Zur Korrektur dieser Beeinflussung (De-Dispersion) sind generell zwei Methoden denkbar:

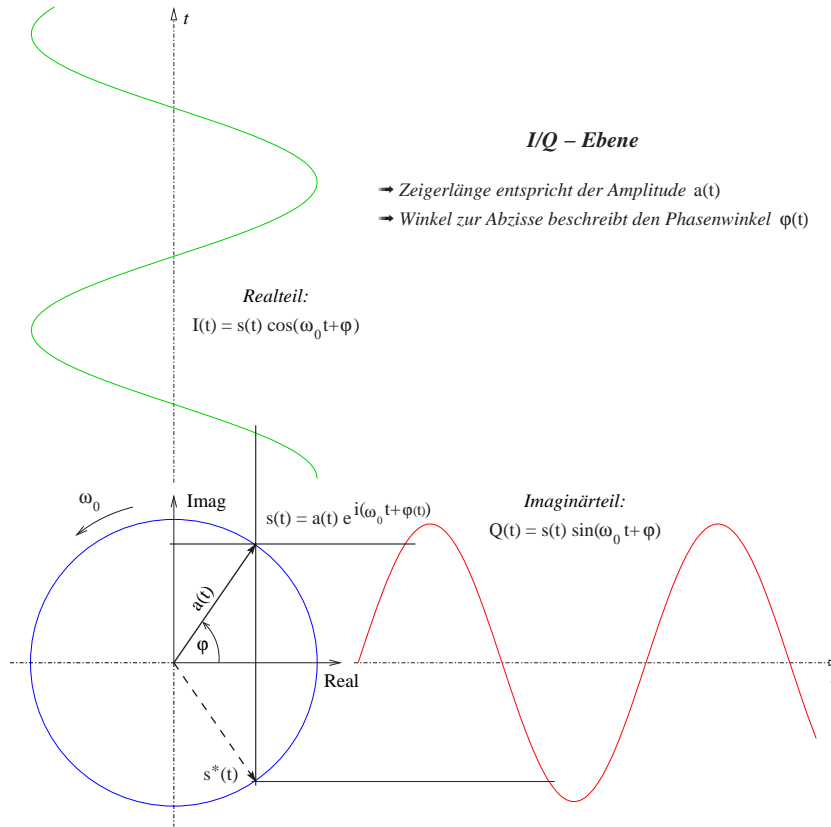
(a) Inkohärente / Postdetection De-Dispersion:

Bei diesem Verfahren wird das Signal zunächst in verschiedenen Frequenzkanälen empfangen und detektiert. Zur Minderung der Dispersion werden im nächsten Schritt die detektierten Kanalsignale, entsprechend ihrer Frequenz und dem Dispersionsmaß des Pulsars, passend verzögert und abschließend aufsummiert. Es ist offensichtlich bei diesem Vorgehen, daß die Güte der De-Dispersion von der Bandbreite der einzelnen Frequenzkanäle bestimmt wird.

(b) Kohärente / Predetection De-Dispersion:

Diese Methode korrigiert die Phase des empfangenen Signals mittels der inversen ISM-Funktion. Durch dieses Verfahren kann die Dispersion bereits vor der Detektion vollständig beseitigt werden.

Damit eine kohärente Signalkorrektur, wie in (b) beschrieben, möglich wird, muß das Signal vollständig, d.h die reelle Amplitude $a(t)$ sowie der Phasengang $\varphi(t)$ erfaßt und ins Basisband gemischt werden, bevor eine weitere Signalverarbeitung

**Abbildung A.1:**

Schematische Darstellung eines Quadratursignals in der “I/Q-Ebene”.

Zur eindeutigen Beschreibung eines Signals sind immer zwei Parameter nötig:

Amplitude $a(t)$ und Phase $\varphi(t)$ bzw. Real- und Imaginärteil $I(t)$, $Q(t)$. Ohne den Imaginärteil wäre die Lage von $s(t)$ doppeldeutig, wie der gestrichelt eingezeichnete Zeiger $s^*(t)$ andeutet.

durchgeführt werden kann. Diese Art der kohärenten Erfassung und Bearbeitung wird in der Nachrichtentechnik als *Quadratur-Signalverarbeitung* bezeichnet und im folgenden beschrieben.

Je nach gewünschter Darstellungsform kann ein zeitvariantes und bandbegrenzt Signal (Δf) der Mittenfrequenz f_0 in unterschiedlicher Form beschrieben werden:

$$s(t) = a(t) e^{i(2\pi f_0 t + \varphi(t))} \quad (\text{A.1})$$

$$= a(t) [\cos(2\pi f_0 t + \varphi(t)) + i \sin(2\pi f_0 t + \varphi(t))] \quad (\text{A.2})$$

$$= a(t) [I(t) + i Q(t)] . \quad (\text{A.3})$$

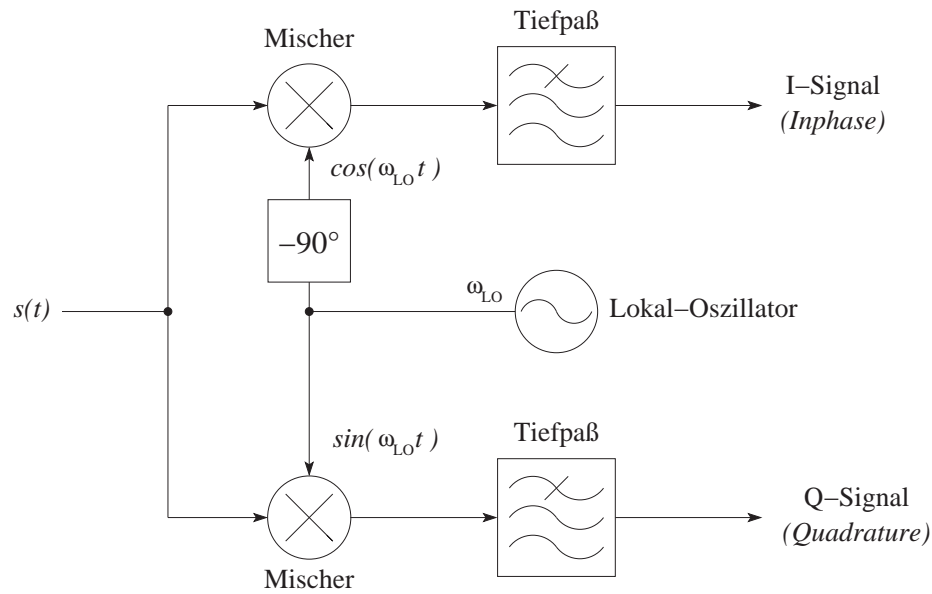


Abbildung A.2:

Blockschaltbild eines Quadraturmischers (Quadraturdemodulator).

Zur Erhaltung der Phasenbeziehung $\varphi(t)$ wird das Eingangssignal $s(t)$ mit zwei um 90° verschobenen Mischfrequenzen multipliziert und die Summenfrequenz mit Tiefpässen unterdrückt. Die Phase bleibt mit der Beziehung $\varphi(t) = \arctan [Q(t)/I(t)]$ erhalten.

Hierbei wird der Ausdruck $2\pi f_0$ als Kreisfrequenz ω_0 bezeichnet, weil ihr die Drehgeschwindigkeit des Signalzeigers von $s(t)$ zugeschrieben wird (vgl. Abbildung A.1). Zur späteren Erfassung von Amplitude $a(t)$ und Phase $\varphi(t)$ wird $s(t)$ einem Quadraturmischer zugeführt, der $s(t)$ mit zwei um 90° ($\pi/2$) versetzte LO¹-Frequenzen doppelt mischt (siehe Abbildung A.2).

Der Mischvorgang läßt sich mathematisch durch eine Multiplikation mit dem Sinus- und Kosinus-Anteil der LO-Frequenz f_{LO} beschreiben:

$$I(t) = a(t) e^{i(2\pi f_0 t + \varphi(t))} \cos(2\pi f_{LO} t) \quad (\text{A.4})$$

$$Q(t) = a(t) e^{i(2\pi f_0 t + \varphi(t))} \sin(2\pi f_{LO} t) . \quad (\text{A.5})$$

Nach Umformungen mit der *Eulerschen* Beziehung: $e^{i\varphi} = \cos(\varphi) + i \sin(\varphi)$ und Vorziehen des $\varphi(t)$ -Anteils folgt:

$$I(t) = \frac{1}{2} a(t) e^{i\varphi(t)} [e^{i2\pi(f_0+f_{LO})t} + e^{i2\pi(f_0-f_{LO})t}] \quad (\text{A.6})$$

$$Q(t) = -\frac{i}{2} a(t) e^{i\varphi(t)} [e^{i2\pi(f_0+f_{LO})t} - e^{i2\pi(f_0-f_{LO})t}] . \quad (\text{A.7})$$

¹LO: Lokal Oszillator generiert die Mischfrequenz f_{LO} .

Wie die hinteren Teile der Ausdrücke A.6 und A.7 zeigen, mischt sich das Signal $s(t)$ sowohl zu der höheren Frequenz $f_0 + f_{\text{LO}}$ (Summenfrequenz) wie auch zu der niedrigeren Differenzfrequenz $f_0 - f_{\text{LO}}$.

Im Falle einer Mischung zu niedrigeren Frequenzen unterdrückt ein Tiefpaß-Filter in dem I- und Q-Zweig die Summenfrequenz $f_0 + f_{\text{LO}}$, wodurch in den Ausdrücken (A.6) und (A.7) der $\exp(i 2\pi(f_0 + f_{\text{LO}}) t)$ -Teil entfällt

$$I(t) = \frac{1}{2} a(t) e^{i\varphi(t)} e^{i 2\pi(f_0 - f_{\text{LO}}) t} \quad (\text{A.8})$$

$$Q(t) = \frac{i}{2} a(t) e^{i\varphi(t)} e^{i 2\pi(f_0 - f_{\text{LO}}) t} . \quad (\text{A.9})$$

Damit $s(t)$ von der Mittenfrequenz f_0 zu einem komplexen Basisband-Signal wird, das in einem späteren Schritt mit einem geeigneten I-/Q-Sampler (Dual-ADC) digitalisiert werden kann, wählt man die Mischerfrequenz $f_{\text{LO}} \cong f_0$. An dieser Stelle sei ausdrücklich betont, daß selbst bei Frequenzgleichheit $f_{\text{LO}} = f_0$ die Phasenbeziehung noch unbestimmt ist und nur durch die Darstellung als Quadratursignal (Inphase & Quadrature) mit der Beziehung

$$\varphi(t) = \arctan\left(\frac{Q(t)}{I(t)}\right) \quad (\text{A.10})$$

rekonstruiert werden kann. Der zweite Parameter zur vollständigen Signalbeschreibung, die Amplitude $a(t)$, berechnet sich über die geometrische Addition der beiden Quadratursignale $I(t)$ und $Q(t)$ zu

$$a(t) = \sqrt{I(t)^2 + Q(t)^2} . \quad (\text{A.11})$$

Durch die Quadraturmischung ins Basisband wird das ursprünglich mit der Bandbreite Δf um die Mittenfrequenz f_0 zentrierte Signal $s(t)$ symmetrisch nach $f_c = 0$ Hz verschoben und liegt damit im Frequenzintervall $[-\Delta f/2 \leq f \leq \Delta f/2]$. Hierbei repräsentiert $I(f) = \mathcal{F}\{I(t)\}$ den positiven und $Q(f) = \mathcal{F}\{Q(t)\}$ den negativen Frequenzanteil.

Aus Sicht der nachfolgenden Signalverarbeitung (z.B. Digitalisierung) dürfen die Signalanteile $I(t)$ und $Q(t)$ als reelle Größen verstanden werden, weil über die Beziehungen A.10 und A.11 das Signal vollständig definiert ist:

$$\mathcal{I}(t) \equiv \Re\{I(t)\} = \frac{1}{2} a(t) \cos(\varphi(t)) \quad (\text{A.12})$$

$$\mathcal{Q}(t) \equiv \Re\{Q(t)\} = -\frac{1}{2} a(t) \sin(\varphi(t)) . \quad (\text{A.13})$$

Weil sich die Gesamtsignalbandbreite Δf durch die komplexe Mischung in zwei Anteile $I(t)$ und $Q(t)$ mit $\pm\Delta f/2$ aufteilt, bleibt die Gesamtdatenrate bei Nyquist-Abtastung, im Vergleich zu einer reellen Digitalisierung von $s(t)$ mit der Bandbreite Δf , unverändert: $f_{\text{samp}}[I(t) \cap Q(t)] = 2 \times 2 \times \Delta f/2 = 2 \times \Delta f$.

Der Mehraufwand bei der Mischung wird nicht nur durch den Erhalt der Phasenbeziehung gerechtfertigt, sondern reduziert auch die Abtastfrequenz der einzelnen I-/Q-Signale um die Hälfte $f_{\text{samp}}[I(t) \cup Q(t)] = 2 \times \Delta f/2 = \Delta f$, wodurch oftmals erst eine Digitalisierung breitbandiger Signale technisch möglich wird. Zudem erfordern manche Algorithmen in der digitalen Signalverarbeitung, wie die Fast-Fourier-Transformation oder Complex Down-Converter (CDCs, siehe Abb. 2.6), komplexe Eingangsgrößen, um effizient² bzw. um überhaupt arbeiten zu können.

²*effizient* im Sinne von speichersparend und optimal im Umfang der nötigen Rechenoperationen

Anhang B

POESY: Befehlsreferenz & Tabellen

Dieser Anhang beschreibt den Aufbau von POESY-Befehlen (Abschnitt B.1) und zählt die verschiedenen Möglichkeiten zur Kommandoeingabe auf (Abschnitt B.2). In Abschnitt B.3 wird jeder Befehl ausführlich erklärt und Abschnitt B.4 zeigt, wie mehrere Kommandos zu Befehls-Makros zusammen gefaßt werden können. Registertabellen und Adreßlisten zu POESY sind im letzten Teil (Abschnitt B.5) aufgeführt.

B.1 POESY – Befehlsaufbau

Für die Erkennung (Parsing) und Auswertung von Kommandos ist bei POESY eine eigene Task (Kommando-Task¹) verantwortlich. Damit diese Task so einfach wie möglich gestaltet werden konnte, wurden alle POESY-Befehle nach dem gleichen Schema aufgebaut:

`<Kommando> <Trenner zur Arg.-Liste> <Arg1> <Trenner> <Arg2>...<Arg10>`

¹ Die Kommando-Task ist ein niedrig priorisierter periodischer Task, der bis zu Zehn mal in der Sekunde aufgerufen werden kann. Weil er durch seine niedrige statische Priorität von wichtigeren Tasks mit höherer Priorität verdrängt werden kann, wurde eine zusätzliche dynamische Gewichtung eingeführt. Diese Gewichtung steigt bei jeder Verdrängung durch eine andere Task an und gewährleistet auf diese Weise, daß Kommandos an POESY nach kurzer Zeit garantiert zur Ausführung gelangen.

Weiterhin gibt es für jedes Kommando eine Typbeschreibung, die für alle Argumente von einem Befehl gilt. In dieser Beschreibung sind, mit vielen anderen Parametern, auch die beiden Konstanten *cmdPrio* und *cmdExecute* definiert. Anhand von *cmdPrio* werden vier Fälle für die Ausführung von Kommandos unterschieden:

- *cmdPrio* > 0 :

Die Kommando-Task interpretiert alle folgenden Argumente (*Arg1...Arg10*) wie Ganzzahlen (Integers) und übergibt sie beim Aufruf der VxWorks-Funktion *taskSpawn* als Argumentliste. Einstiegspunkt für die neu erzeugte Task ist die angegebene Funktion im Feld *cmdExecute*. Die Priorität, mit der die neue Task startet, ist *cmdPrio*. Alle Argumente, die nicht explizit mit angegeben wurden, werden auf Null gesetzt.

- *cmdPrio* = 0 :

Die Kommando-Task arbeitet wie oben, jedoch mit dem Unterschied, daß die neu erzeugte Task die Priorität 100 erhält. Dies ist die niedrigste Priorität, die VxWorks anbietet. Alle Befehle, die während einer laufenden Messung erlaubt sind, erhalten diese Priorität, damit die Datennahme nicht durch eine Kommandoeingabe beeinflußt wird.

- *cmdPrio* = -1 : (EXEC_COM_FLOAT_ARG)

In diesem Fall werden die optionalen Parameter nicht als Ganzzahlen interpretiert, sondern als Gleitkommazahlen. Der Einstiegspunkt für die neu erzeugte Task ist eine Funktion der Form

```
STATUS <Funktionsname>(float *argList, char *feedback).
```

Nicht angegebene Argumente werden als 0.0 an die Funktion weitergereicht.

- *cmdPrio* = -2 : (EXEC_COM_ASCII_ARG)

In diesem Fall werden die optionalen Parameter als Zeichenketten erwartet und eine Funktion der Form

```
STATUS <Funktionsname>(char *argList, char *feedback) aufgerufen.
```

Leer- oder Trennzeichen sind innerhalb von einzelnen Argumenten nicht zugelassen! Nicht angegebene Argumente werden als Leer-Strings ("") und nicht als NULL-Pointer an die Funktion übergeben.

Wie in B.2 beschrieben wird, ist eine Befehlseingabe von unterschiedlichen Seiten her möglich. Damit auch Ausgaben (Status- und Fehlermeldungen) an die gleichen

Eingabekanäle verschickt werden können, wurde bei den Funktionen, die als Einstiegspunkte von neuen Tasks dienen, der Parameter ***feedback** eingeführt. Mit Hilfe dieses Parameters können die Funktionen – ohne Kenntnis des Ein-/Ausgabekanals – Nachrichten verschicken. Es ist dann schließlich die Aufgabe der Kommando-Task, diese Nachrichten an den betreffenden Kanal weiterzugeben.

Für die Kommandoeingabe wurden Trennzeichen definiert, die Befehl und mögliche Parameter voneinander trennen. Neben dem allgemein üblichen Leerzeichen, das Befehl und Parameter trennt, werden auch die Zeichen '=', '(', '[' als Trenner akzeptiert. Mehrere Parameter untereinander werden mit ',' und ';' voneinander getrennt. Durch die zusätzlichen Trennzeichen können Befehle auch in Form von Zuweisungen an POESY gegeben werden, was besonders bei der Erstellung von Befehlsmakros (siehe Abschnitt B.4) der Übersichtlichkeit dienlich ist.

Beispiel: `ts = 500 #` setzt die Sample-Zeit auf $500\mu\text{s}$ fest

Neben den in Abschnitt B.3 aufgeführten und beschriebenen POESY-Befehlen gibt es auch noch das Kommando **?** bzw. **help**, das eine Auflistung aller Befehle mit Kurzbeschreibung anzeigt.

Wurde bei der Kommandoeingabe ein Fehler gemacht (ungültiger Befehl oder falsche Parameter), so reagiert die Kommando-Task unmittelbar und generiert eine Fehlermeldung für den Benutzer. Weil bei der Abarbeitung von Befehlsmakros auch mehrere Fehler in Folge auftreten können und Fehlermeldungen ggf. von weiteren Kommandos übersehen werden, wurde das Kommando **error** eingeführt. **error** zeigt die letzten fünf Fehlermeldungen mit einer Zeitmarke an, wodurch sich besonders Probleme in Befehlsmakros leicht finden lassen.

B.2 POESY – Befehlseingabe

Nach erfolgreichem Booten des VxWorks Betriebssystems und der POESY-Software wird eine Kommando-Task gestartet, die alle Befehle zur Steuerung des Backends entgegennimmt und, abhängig vom einzelnen Befehl, weitere Tasks startet oder Funktionen aufruft. Die Kommando-Task wurde absichtlich sehr universell geschrieben, damit sie Befehle von verschiedenen Quellen und mit unterschiedlichen Protokollen entgegennehmen kann. Weiterhin können mehrere Befehle zu Befehlsmakros (siehe Abschnitt B.4) zusammengefaßt werden, die von der Kommando-Task dann

selbständig sequentiell abgearbeitet werden.

Für die Befehlseingabe sind vier verschiedene Wege vorgesehen:

1. Direkte Kommandoeingabe über die VxWorks-Shell. Hierzu muß sich der Benutzer auf der PowerPC-CPU mit den Befehlen *rlogin* oder *telnet* einloggen. Nach dem Prompt (POESY>) können Befehle eingegeben werden und ein Statusreport informiert den Benutzer nach der Kommandoausführung über Fehler oder die erfolgreiche Ausführung.
2. An das Backend kann eine PC-Tastatur angeschlossen werden, über die anschließend Kommandos an POESY eingegeben werden können. Auf dem im Backend integrierten TFT-Display werden die eingegebenen Befehle, zur Kontrolle des Benutzers, in Form eines Stacks angezeigt.
3. Die Befehlseingabe ist ebenso über eine TCP-Socketverbindung möglich. Hierzu existiert ein Unix-Modul in Form einer linkbaren Bibliothek, die von der Teleskopsoftware (OBSE in Effelsberg) zur Steuerung von POESY genutzt werden kann.
4. Um POESY auch von Nicht-Unix-Rechnern steuern zu können, wurde unter VxWorks ein einfacher Web-Server implementiert, der die Befehlseingabe über beliebige Web-Browser (z.B. Netscape) rechnerunabhängig erlaubt. Hierzu muß der Benutzer in Effelsberg die URL
`http://poesy.MPIfR-Bonn.MPG.de/comms`
aufrufen und ein Passwort zur Sicherheitsabfrage angeben.

B.3 POESY – Kommandos

Nachfolgend sind alle POESY-Befehle² mit Aufrufparametern in alphabetischer Reihenfolge aufgelistet:

buffer *s, d*

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: bufferTaskInit

bereitet das Schreiben der Rohdaten auf die Festplatten vor und startet die hierfür verantwortliche Buffer-Task; dazu werden die Dateien geöffnet und der Speicherplatz für die Blöcke angefordert. Der Parameter *s* gibt dabei (optional) die Größe eines Speicherblocks in Bytes (default: 0.5 MBytes) an. Der ebenfalls optionale Parameter *d* bestimmt die Anzahl der zum Speichern verwendeten SCSI-Festplatten (1 oder 2). Sind zwei Festplatten dem System bekannt, so bekommt der Parameter *d* standardmäßig den Wert 2 zugewiesen.

Wichtig ist, daß dieses Kommando vor dem Befehl **rcb** aufgerufen wird, weil es nachträglich ignoriert wird.

chprop *c, name, f, bw*

Typ: EXEC_COM_ASCII_ARG

Funktion: setChannelProps

setzt die Parameter für alle 8 Kanäle, die zu einer Filterbank gehören. Implizit wird bei diesem Befehl angenommen, daß die Eingangskanäle von POESY mit 1 beginnend jeweils zu 8 eine Filterbank repräsentieren: 1...8, 9...16, usw. Für alle Kanäle wird einheitlich die Zentralfrequenz *f* der Filterbank und die Bandbreite *bw* in MHz gesetzt. Neben der Dokumentation dieser Werte in der "Master-Datei" eines jeden Scans, werden die Parameter *f* und *bw* nur im Rahmen der De-Dispersion für das Online-Display benötigt.

² Einige Befehle wurden nur zu Testzwecken implementiert. Weil diese Kommandos jedoch bei Problemen mit POESY enorm hilfreich sein können, werden sie mit in der Auflistung beschrieben.

cirq t

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: countIRQ

zählt die innerhalb von t Sekunden registrierten Interrupts (IRQs) der Zählerkarte. Intern wird dieser Testbefehl an die zweite CPU (MV147) weitergereicht und nur deren Rückmeldung ausgegeben.

clearx

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG (in diesem Fall aber ohne Bedeutung)

Funktion: clearFIFO

löscht die FIFO-Speicher (vgl. Kapitel 3.2.1) auf den XILINX-Chips der Zählerkarte. Dieser Befehl sollte unbedingt vor jeder Messung aufgerufen werden, um ungültige Anfangswerte in den Datensätzen zu vermeiden!

clkin x

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: selectClkIn

schaltet zwischen dem internen und externen 10 MHz Clock um. Die 10 MHz takten die komplette Ablaufsteuerung in POESY und sind damit auch direkt verantwortlich für die Sampling-Zeiten. Die Wahl der internen 10 MHz, die mit einem Quarz-Oszillator erzeugt werden, dient lediglich zu Testzwecken – bei Beobachtungen in Effelsberg sollten immer die 10 MHz vom Stations-Maser gewählt werden.

 $x = 0$: externe 10 MHz $x \neq 0$: interne 10 MHz**delta d**

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: setDiffMode

schaltet den Differenz-Mode ein bzw. aus. Im Differenzmode werden nicht die absoluten Werte der Zähler gespeichert, sondern die Differenz zum vorherigen Wert.

Hierdurch läßt sich theoretisch eine bessere Dynamik bei der Datennahme realisieren, weil der für die spätere Datenauswertung unwichtige Gleichanteil unterdrückt wird und so die Filterbänke höher angesteuert werden können. Die Praxis hat jedoch gezeigt, daß Peaks im Signal zu einem kurzzeitigen Überlaufen der Zähler führen, was wiederum Sprünge in der Baseline zur Folge hat. Zwar lassen sich diese Baseline-Sprünge erkennen – eine automatische Korrektur ist jedoch nur fehlerfrei möglich, wenn zwischen den Sprüngen genügend Daten einwandfrei sind.

$d = 1$: Differenz-Modus

$d = 0$: Absolutwert-Modus

dlsr *c*

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: downloadShiftReg

erzwingt ein neuerliches Laden der Schieberegister innerhalb der XILINX-Chips auf der Zähler-Karte. Nach dem Schreiben der Register werden diese, zur Überprüfung der Inhalte, zurückgelesen und im Falle einer Ungleichheit eine Fehlermeldung generiert.

$c = 0$: es werden die Schieberegister aller Zählerbausteine beschrieben

$c > 0$: es wird das Schieberegister des Zählers $c \in \{1 \dots 10\}$ beschrieben

dltim *file*

Typ: EXEC_COM_ASCII_ARG

Funktion: downloadFile

lädt die XILINX-Chips auf der Timer-Karte über den VMEbus. Der Parameter *file* muß eine Datei im INTEL-Hex Format sein, die das Image – also die Funktion des Chips – beschreibt.

DM *x*

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: changeDM

setzt das Dispersionsmaß in $\text{cm}^{-3} \text{pc}$ für die Berechnung der De-Dispersion zur Anzeige im Online-Display des Backends. Dieses Kommando benötigt zum korrekten Arbeiten ferner Angaben zur Beobachtungsfrequenz und zur verwendeten Filterbank (Anzahl Kanäle und Kanalbandbreite), die mit dem Befehl **chprop** gesetzt werden.

dump *c*

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: printChipDump

Dieses Kommando darf in der derzeitigen Version von POESY nicht mehr benutzt werden! Es diente in Verbindung mit dem alten Zählerchip-Design zur Überprüfung von internen Abläufen im Chip.

duty *d*

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: setDutyCycle

setzt die Zeit d in μs , die dem Zählerchip zum Umspeichern des Zählerwertes in die FIFO-Speicher zur Verfügung steht. Während dieser Zeit, die typisch im Bereich $3 \dots 5 \mu\text{s}$ liegt, sind die Zählereingänge deaktiviert. Hierdurch verringert sich die absolute Integrationszeit geringfügig, was sich aber nicht meßbar auf die Empfindlichkeit bei einer Beobachtung auswirkt.

empty *disk, sk*

Typ: EXEC_COM_ASCII_ARG

Funktion: formatDisk

löscht unwiderruflich alle Daten von der Festplattenpartition *disk* (SCSIA1:, ..., SCSIA4:, SCSIB1:, ...SCSIB4:). Um ungewolltes Löschen zu verhindern, erfolgt dieser Vorgang erst, wenn ein Sicherheitsschlüssel *sk* mit angegeben wird. Dieser

Schlüssel ist eine zufällige mehrstellige Zahl, die beim Setup von POESY generiert und angezeigt wird. Sollte der Schlüssel nicht bekannt sein, so genügt der Aufruf von **empty** ohne Parameter, um den aktuellen Schlüssel zu erfahren!

ftp *n*, *server*, *path*, *user*, *pw*

Typ: EXEC_COM_ASCII_ARG

Funktion: transferScsiViaFtp

kopiert alle Dateien (Master-File, DatenfileA, DatenfileB), die zu der Datennahme mit der Scan-Nummer *n* gehören, via FTP³ auf das Dateisystem, das durch die nachfolgende Argumentliste näher beschrieben wird:

server: Servername oder IP-Adresse,

path: Dateistruktur auf dem Server *server*,

user: Account, d.h. Username und

pw: Passwort für diesen Account.

Falls die Daten aller Scans an dieselbe Stelle kopiert werden sollen, genügt es einmal die vollständigen Informationen anzugeben. Bei allen folgenden Datenübertragungen genügt es, das verkürzte Kommando **ftp *n*** aufzurufen, weil alle weiteren Einstellungen gespeichert bleiben. Weil das Passwort bei der Eingabe im Klartext angezeigt wird, existiert eine interne Liste von Usern mit zugehörigem Passwort, so daß bei Eingabe eines berechtigten Users kein Passwort mit angegeben werden muß. Zusätzlich gibt es die Möglichkeit, mit dem POESY Kommando **user** einen Usernamen zusammen mit einem kodierten Passwort⁴ in die interne Liste einzutragen.

info

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG (in diesem Fall aber ohne Bedeutung)

Funktion: displayInfo

faßt die wesentlichen Einstellungen (Samplingzeit, 4/8-Bit-Modus, Quellenname, usw.) von POESY in einer Liste zusammen und zeigt diese an.

³ FTP: File Transfer Protocol

⁴ Für die Kodierung von Passwörtern stehen innerhalb der VxWorks-Umgebung spezielle Tools zur Verfügung.

ichan *c*

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: infoChannel

zeigt Informationen zu dem Kanal *c* an, die vorher mit dem Kommando **chprop** eingestellt wurden.

infocb

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG (in diesem Fall aber ohne Bedeutung)

Funktion: circBufInfo

gibt Auskunft über alle Parameter, die den Ringbuffer innerhalb der PowerPC-CPU betreffen (Adresse / Lage im RAM, Größe, Füllstand, ...).

max *x*, *skip*

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: scaleHistoOnNoise

Dieses Kommando legt fest, ob die Skalierung des Online-Displays auf den Maximalwert oder auf die Standardabweichung im jeweiligen Diagramm ausgerichtet werden soll. Optional kann mit dem Parameter *skip* angegeben werden, wieviel Prozent des Histogramms zu Beginn übersprungen werden soll, bevor die Analyse von Maximalwert oder Standardabweichung beginnen soll.

$x = 0$: Skalierung auf den Maximalwert

$x = 1$: Skalierung auf die Standardabweichung

maxvf *d*

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: setMaxVf

setzt den Wert der minimalen Periode der V/f-Konverter auf *d* ms. Hierdurch ist es für die POESY-Software möglich, unsinnige Einstellungen der Sampling-Zeit zu erkennen und dies dem Beobachter zu melden.

mode n

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: setCountMode

schaltet zwischen dem 4- und 8-Bit-Modus um. Entsprechend darf n nur die Werte 4 und 8 annehmen.

nbins n

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: setNumOfBins

setzt den Wert für die Anzahl der Bins (elementare Unterteilungen pro Pulsar-Periode) auf n . Für $n = 0$ wird der Modus für die Beobachtung synchron zum externen T_{pp} -Signal ausgeschaltet – POESY befindet sich damit im Modus für die Pulsar-Suche.

psc n

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: setPrescaler

setzt den Wert für die Vorteilerstufen auf den Zähler-Chips. Hierdurch kann – besonders bei langsamen Sampling-Zeiten – ein Überlaufen der Zähler verhindert werden. Weil das Least Significant Bit (LSB) jedoch die meiste Information trägt, sollte der Vorteiler, wenn irgendwie möglich, nicht gesetzt werden, weil hierbei das LSB unweigerlich verloren geht. Intensive Test haben gezeigt, daß ein Setzen der Vorteiler erheblichen Einfluß auf das Signal-/Rauschverhältnis hat und bei schwachen Pulsaren eine Nichtdetektion zur Folge hat. Gültige Werte für den Vorteiler n sind 1, 2, 4 und 8.

rcb

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG (in diesem Fall aber ohne Bedeutung)

Funktion: circBufTaskInit

aktiviert die Ringspeicher-Task auf der PowerPC-CPU. Nach der Aktivierung überprüft die Ringspeicher-Task periodisch den Buffer auf neue Rohdaten, die von der zweiten CPU (MV147) dort abgelegt werden. Neu eingetroffene Daten werden auf ihre Gültigkeit hin überprüft und ggf. zu Blöcken für die Buffer-Task zusammengefaßt, um anschließend auf die Festplatten geschrieben zu werden. Weiterhin triggert die Ringspeicher-Task die Funktionen zum Auffrischen des Online-Displays. Üblicherweise erfolgt der Aufruf dieses Kommandos nachdem alle vorbereitenden Schritte für eine Datennahme abgeschlossen sind und bevor der Trigger zur Aufnahme gegeben wurde:

1. **clearx**
2. **setcb**
3. **rcb** \Leftarrow
4. **send start d**
5. **start**

Das Kommando **send start** aktiviert hierbei die Datenaufnahme auf der MV147-CPU. Daher sollte der Aufruf generell erst nach **rcb** erfolgen (siehe Abschnitt B.4).

read c

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: readCounters

Dieses ausschließlich für Testzwecke implementierte Kommando liest einmalig den FIFO-Speicher von Zähler-Chip *c* aus und zeigt dessen Inhalt an.

reboot

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG (in diesem Fall aber ohne Bedeutung)

Funktion: rebootAll

führt einen Software-Reset von beiden CPUs aus und zwingt das Backend zu einem re-boot der Betriebs- und Anwender-Software. Sollte dieses Kommando nicht mehr angenommen werden, muß ein Hardware-Reset durch Betätigung der Reset-Taste an der PowerPC-CPU ausgeführt werden.

remove n , sk

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: removeOutputFile

Dieser Befehl steht nur zur Verfügung, wenn als Filesystem für POESY das DOS-Dateisystem gewählt wurde. In diesem Fall entfernt **remove** alle Dateien, die zur Datennahme mit der Scan-Nummer n gehören von den lokalen Festplatten. Ähnlich wie das **empty**-Kommando verlangt auch dieser Befehl die Angabe einer zufällig generierten mehrstelligen Sicherheitsnummer, um unbeabsichtigtes Löschen von Daten zu vermeiden.

Weil ausgiebige Performance-Tests mit dem DOS-Filesystem zeigten, daß die erzielbaren Datenraten für die Anwendung als Pulsar-Backend zu gering sind, wurde ein eigenes POESY-Filesystem (PFS) entwickelt. PFS verzichtet auf die üblichen hierarchischen Strukturen und erreicht auf diese Weise einen, im Vergleich zum DOS-Filesystem, dreifach besseren Datendurchsatz. Aus diesen Gründen besitzt das Kommando **remove** für die aktuelle POESY-Software keine Bedeutung mehr!

rochan $c1$, $c2$, x

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: selectChannels

selektiert aus der Menge von möglichen Kanalnummern die Kanäle $c1$ bis $c2$, die für die Datennahme aktiviert ($x = 1$) oder deaktiviert ($x = 0$) werden sollen.

Beispiel:

```
rochan 1 48 1
rochan 17 24 0
```

Diese Kommandofolge aktiviert zunächst alle 48 Eingangskanäle und deaktiviert dann die Kanäle 17 bis 24 wieder. Bei einer Datennahme würden nunmehr nur die Kanäle 1...16 und 25...48 abgespeichert.

scale m

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: setOnlineDisplayScale

erlaubt die Angabe eines zusätzlichen Skalierungsfaktors für die Darstellung von Beobachtungsdaten auf dem Online-Display.

scan *n*

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: scanNum

setzt die aktuelle Scan-Nummer auf *n*. Diese Nummer wird mit in die Masterdatei geschrieben und dient zusätzlich als ID für die Datenübertragung per FTP bzw. NFS.

scrshot

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG (in diesem Fall aber ohne Bedeutung)

Funktion: makeScreenShot

erzeugt eine Momentaufnahme des gesamten Online-Displays und legt das Bild als TIFF-Datei auf dem Dateisystem ab, das während der Initialisierung als *HOST* angegeben wurde.

scsi

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG (in diesem Fall aber ohne Bedeutung)

Funktion: getScsiInfo

zeigt die Datenträgerbezeichnung und den freien Platz in MBytes der beiden Partitionen für die Speicherung von Rohdaten an.

seldisks *disk1, disk2*

Typ: EXEC_COM_ASCII_ARG

Funktion: selectDisks

wählt aus den acht möglichen Partitionen (jeweils 2 GBytes) die beiden aus, die für die Speicherung der Rohdaten verwendet werden sollen. Die Auswahl der Partition, die das Master-File mit allen Informationen zu einem Scan enthält, wird durch die POESY-Systemdatei *system.ini* bestimmt, die während der Boot-Phase eingelesen wird.

send *command*, *arg*

Typ: EXEC_COM_ASCII_ARG

Funktion: sendTo147

sendet über den VME-Bus, als virtuelle TCP-Socketverbindung, zur MV147-CPU ein Kommando *command* mit einem optionalen Argument *arg* und blockiert, bis das Kommando ausgeführt und eine Rückmeldung gesendet wurde. Mögliche Kommandos sind **error** zur Abfrage des Fehlerstatus der MV147-CPU, **start** um die Datennahme auf der MV147 anzustoßen und **cirq sec** um für *sec* Sekunden die eintreffenden Interrupts (IRQs) zu zählen. Das Kommando **send** wird von der POESY-Systemsoftware auch intern, z.B. zum Setzen von Parametern für den Ringspeicher, verwendet.

setcb *s*

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: sendTo147

reserviert beim ersten Aufruf den Speicherbereich für den Ringbuffer in der Größe, daß mindestens *s* Samples Platz finden und initialisiert den Schreib- und Lesezeiger. Bei jedem weiteren Aufruf des Kommandos **setcb** wird der Ringspeicher gelöscht und die beiden Zeiger neu gesetzt. Weiterhin werden der MV147-CPU die neuen Parameter für den Ringbuffer (Größe und Position im RAM der PowerPC-CPU) über die virtuelle Socketverbindung zwischen PowerPC und MV147 mitgeteilt.

setmoni *c1*, *c2*, *c3*, *c4*, *c5*, *c6*, *c7*, *c8*

Typ: EXEC_COM_ASCII_ARG

Funktion: setMoniChannels

selektiert die Eingangskanäle (max. 8 Kanäle), die auf dem Online-Display während der Beobachtung dargestellt werden sollen. Jede angegebene Kanalnummer kann durch Anhängen eines Modifizierers erweitert werden:

- + Signal des selektierten Kanals wird integrierend dargestellt

- d* Signal wird in de-dispergierter Form auf dem Online-Display angezeigt.

Hierbei werden bei dem Modifizierer *d* alle Kanäle, die zu der Filterbank gehören,

aus der der angegebene Kanal stammt, für die De-Dispersion herangezogen. Zusätzlich dürfen auch beide Modifizierer kombiniert werden. So stellt das Kommando **setmoni 1d+** das de-dispergierte Signal der ersten Filterbank (Kanäle 1...8) in integrierender Form auf dem Online-Display dar. Damit die De-Dispersion korrekt arbeitet, muß das Dispersionsmaß und die Parameter für die verwendete Filterbank zuvor richtig gesetzt worden sein!

setx *irq*, *b2i*

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: setupXilinx

initialisiert die VME-Interface XILINX-Chips und schaltet die Interrupts ein (*irq* = 1) bzw. aus (*irq* = 0). Der Parameter *b2i* setzt das Verhältnis von Blank-Impulsen zu auslösenden Interrupts auf 1 : *b2i*.

shire

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG (in diesem Fall aber ohne Bedeutung)

Funktion: readShiftReg

Dieses Testkommando gibt den Inhalt aller Schieberegister der XILINX-Chips aus und überprüft anhand von Testbits hierbei ihre Gültigkeit.

source *s*

Typ: EXEC_COM_ASCII_ARG

Funktion: sourceName

setzt den Bezeichner (Source-Name) für die zu beobachtende Quelle bzw. ermöglicht die Eingabe eines Kurzkomentars. Der Source-Name ist der erste Eintrag innerhalb des Master-Files und dient hauptsächlich zur Zuordnung der Messung für die spätere off-line Auswertung. Bei der Eingabe des Bezeichners dürfen keine Trennzeichen (Leerzeichen, Tabulator) verwendet werden!

speed n

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: setStateSpeed

setzt den Wert für die interne Arbeitsgeschwindigkeit der Zähler-Chips. Mögliche Werte für n sind:

$n = 0$: normale Arbeitsgeschwindigkeit (default)

$n = 1$: beschleunigte Arbeitsgeschwindigkeit

start

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG (in diesem Fall aber ohne Bedeutung)

Funktion: startTimer

aktiviert die Timer-Karte zur Erzeugung von Triggersignalen, welche die Datenaufzeichnung steuern. Weil **start** das endgültige Kommando zur Datennahme ist, sollte es erst erfolgen, wenn alle Einstellungen zur Datenaufzeichnung gesetzt sind und die Ringspeicher-Task bereits arbeitet.

stop

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG (in diesem Fall aber ohne Bedeutung)

Funktion: stopTimer

stoppt die Erzeugung von Triggersignalen auf der Timer-Karte und beendet damit die Datennahme. Aktivierte Tasks bleiben weiterhin aktiv bis sie explizit beendet werden.

stopbuf

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG (in diesem Fall aber ohne Bedeutung)

Funktion: stopBufferTask

beendet die Buffer-Task (vgl. Kommando **buffer**), die für das Schreiben von Datenblöcken auf die Festplatten verantwortlich ist, und schließt die geöffneten Dateien.

stopcb

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG (in diesem Fall aber ohne Bedeutung)

Funktion: stopCircBufTask

stoppt die Ringspeicher-Task auf der PowerPC-CPU.

tbits *b1*, *b2*

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: setTestBits

Dieser Testbefehl setzt zwei Bits (*b1*, *b2*) auf der Zähler-Karte, die als LEDs nach außen geführt sind. Gerade bei der Abarbeitung von Programmfolgen haben sich diese Testhilfen als wertvoll bewährt.

testout *x*

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: selectTimerTestOut

Dieser Befehl aktiviert den Testausgang des XILINX-Chips auf der Timer-Karte. Durch Messung der Frequenz am Testausgang kann geprüft werden, ob die Takterzeugung für die komplette Ablaufsteuerung bei der Datennahme korrekt funktioniert.

timeout *t*

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: setDaqTime

ermöglicht das Setzen einer Beobachtungszeit (*t* in Minuten) für die automatische Beendigung der Datennahme.

transfer *n*

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: transferScsi

Der Befehl **transfer** steht nur zur Verfügung, wenn für die Übertragung der Rohdaten vom POESY-Backend zum Host-Rechner NFS⁵ in der Steuerdatei *system.ini* eingestellt wurde. **transfer *n*** kopiert alle Dateien, die zu der Datenaufzeichnung mit der Scan-Nummer *n* gehören, auf den in der Steuerdatei *system.ini* benannten Rechner.

ts *us*

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: setTsample

setzt das Sampling-Intervall für die Datennahme auf *us* Mikrosekunden. Dieser Befehl nimmt ebenfalls alle nötigen Konfigurationsänderungen an den XILINX-Chips vor und aktiviert ggf. andere Interrupt-Routinen.

user *user*, *pw*

Typ: EXEC_COM_ASCII_ARG

Funktion: addUserName

erweitert die interne Passwortliste um einen Eintrag für den Benutzernamen *user*, für den das mit dem VxWorks-Mechanismus verschlüsselte Passwort *pw* hinterlegt wird (siehe auch den Befehl **ftp**).

wait *s*

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: waitSec

unterbricht die Ausführung von weiteren Kommandos auf der POESY-Shell für *s* Sekunden. Dieser Befehl ist nur innerhalb von Befehlsfolgen (POESY-Makros) sinnvoll (siehe auch Abschnitt B.4).

⁵ SUN Network File System (Sandberg et al. 1985)

xclk *mhz*

Typ: EXEC_COM_FLOAT_ARG

Funktion: setExtClk

setzt den Wert der extern zugeführten Referenzfrequenz⁶ auf *mhz* MHz. Dieser Wert wird von der POESY-Software benötigt, damit die Einstellungen für die Hardware korrekt vorgenommen werden. Alle Befehle, bei denen Zeitangaben bei den Parametern möglich sind, beziehen sich auf diesen Wert. D.h., wenn der vorgegebene Wert nicht mit der realen externen Frequenz übereinstimmt, sind sämtliche Einstellungen (z.B. die Sampling-Zeit) nicht korrekt! Üblicherweise wird dieses Kommando daher nur einmal im *setup*-Makro ausgeführt. Weil die externe Frequenz innerhalb von POESY nicht festgelegt ist, kann das Backend auch leicht an anderen Teleskopen mit unterschiedlichen Referenzfrequenzen betrieben werden.

B.4 POESY – Befehlsfolgen (Makros)

Wie in den Abschnitten B.1 und B.2 bereits erwähnt, können mehrere POESY-Befehle zu Befehlsmakros zusammengesetzt werden. Diese Makros müssen auf dem Boot-Host im Verzeichnis `../POESY/macros` abgespeichert werden, weil sie während der Boot-Phase von POESY auf eine RAM-Disk der PowerPC-CPU kopiert werden. Ein Befehlsmakro wird über den Dateinamen des Makros mit einem vorangestellten **!** aufgerufen:

```
!<Dateiname> <Trenner> <Arg1> <Trenner> <Arg2>...<Arg10>
```

Zusätzlich können beim Aufruf von Befehlsmakros noch bis zu zehn Parameter (*Arg1* ... *Arg10*) angegeben werden, auf die an beliebigen Stellen innerhalb der Befehlsfolge zugegriffen werden kann. Der Zugriff auf das *n*-te Argument *Arg_n* erfolgt mit der Zeichenfolge `%n-1`. In der Argumentliste dürfen Parameter mit unterschiedlichen Datentypen gemischt werden, weil an dieser Stelle keine Typüberprüfung stattfindet und die Kommando-Task nur eine simple Textersetzung durchführt. Fehlerhafte Parameter werden weiterhin von den einzelnen Kommandos behandelt und in einem Error-Stack abgelegt. Mit dem POESY-Befehl **error** kann dieser Stack, der auch eine zeitliche Zuordnung der Fehler bietet, abgefragt werden.

⁶ In Effelsberg ist dieser Wert 10 MHz.

Beispiel 1 zeigt ein Befehlsmakro zum Starten einer Testmessung (ohne Speicherung der Daten). Durch die Verwendung von 3 Parametern kann dem Befehl **start** zusätzlich noch die Sample-Zeit (t_s), die zu verwendenden Kanäle ($c_{begin} \dots c_{end}$) und die Dauer der Testmessung (t_{Obs}) mitgeteilt werden.

Der Aufruf **!start 500 1 16 120** würde so eine Messung mit $500 \mu s$ Sample-Zeit mit den ersten 16 Kanälen für 120 Sekunden bewirken.

Das zweite Beispiel bewirkt ein Stoppen der Testmessung. In diesem Fall werden keine zusätzlichen Parameter übergeben.

Kommentare innerhalb von Befehlsmakros müssen mit dem **#**-Zeichen eingeleitet werden. Es ist zulässig auch Kommentare nach einem Befehl zu verwenden (siehe Beispiel 1, **stop**-Befehl und Beispiel 2, **clearx**-Befehl)!

Beispiel 1: Starten einer Messung

START

```
stop      # lfd. Messung stoppen
duty      5
ts        %0
rochan    1   48   0
rochan    %1  %2   1
clearx
setcb
wait      1
rcb
wait      2
send start %3
wait      5
start
```

Beispiel 2: Stoppen einer Messung

STOP

```
stop
wait      1
send stop
wait      1
stopcb
wait      1
clearx    # clear FIFOs
```

B.5 POESY – Registertabellen & Adreßlisten

Die nachfolgenden beiden Tabellen B.1 und B.2 geben die Registernummern und deren Funktionen für das VMEbus-Interface und für die Konfiguration des Zähler-XILINX an.

Die Tabellen B.3 und B.4 listen für den 8-Bit und 4-Bit Zählerbetrieb die minimal erzielbaren Abtastraten, in Abhängigkeit der Anzahl verwendeter Zählerkanäle, auf. Beide Tabellen wurden aufgrund von Messungen erstellt, die mindestens über 5 Stunden liefen, damit die Zeiten auch belastbare Aussagen zur Stabilität von POESY geben.

Tabelle B.5 zeigt die Konfigurationsmöglichkeiten der Timer-Karte. Abhängig von der Registeradresse interpretiert der Timer-XILINX den Zugriff als lesend bzw. schreibend.

Den Aufbau der POESY-Datenblöcke, die zur Erhöhung des Datendurchsatzes abwechseln auf zwei SCSI-Festplatten verteilt gespeichert werden, beschreibt schließlich Tabelle B.6 auf Seite 238.

Funktions-Code:	Funktionsbeschreibung:
0	Lesen eines 32-Bit Wortes aus dem FIFO des Zählerchips
4	nächstes Bit für das Kontroll-Schieberegister ist 1
8	nächstes Bit für das Kontroll-Schieberegister ist 0
12	Generieren eines Clock-Pulses zum Laden des nächsten Bits in das Kontroll-Schieberegister
16	Lesen des Kontroll-Schieberegisters über den VME-Bus
20	Reset-Signal für alle FIFOs der Zählerkarte

Tabelle B.1:

VMEbus-Interface: Zuordnung von Funktions-Code und erzeugten Signalen

Bit-Nummer:	Funktionsbeschreibung:
0 [2 : 1]	Zählerfunktion: 0 \Rightarrow Absolutmodus, 1 \Rightarrow Differenzmodus Wert der Vorteilerstufe (Prescaler) für die Zählereingänge: 00 \rightarrow keine Teilung 01 \rightarrow Teilung durch Zwei 10 \rightarrow Teilung durch Vier 11 \rightarrow Teilung durch Acht
3	<i>Speedflag</i> : Für das Laden des FIFOs und für die vorgeschalteten Verarbeitungsschritte wird ein interner Takt benötigt; durch Setzen dieses Flags kann der Takt halbiert werden. (Flag diene nur der Fehlersuche!)
4	8-/4-Bit-Flag: 0 \Rightarrow 8-Bit-Modus, 1 \Rightarrow 4-Bit-Modus
5	<i>Timestamp-Modus</i> : Mit Setzen dieses Bits werden die sechs 8-Bit-Zähler zu einem 48-Bit Zähler kombiniert, der von den internen/externen 10 MHz gespeist wird. Der Zähler kann über den 10sec-Eingang des Backends gelöscht werden.
6, 7	Diese beiden Bits werden nicht genutzt!
—	Ab hier kann das Schieberegister nur noch gelesen werden; Schreiben in diese Bits führt zu keiner Veränderung.
[15 : 8]	Versionsnummer des Zähler-Chips (z.B. 10 _{hex} : Vers. 1.0)
[31 : 16]	<i>nicht definiert</i>

Tabelle B.2:

Konfigurationsregister der Zähler-XILINX: Durch Setzen / Löschen einzelner Bits kann je nach Beobachtung zwischen verschiedenen Betriebsfunktionen der Zähler gewählt werden.

Anzahl der Kanäle	Trigger : Interrupt	min. Sampling-Zeit
6 (= 1 Zähler-Chip)	3 : 1	33 μ sec
12 (= 2 Zähler-Chips)	3 : 1	39 μ sec
18 (= 3 Zähler-Chips)	2 : 1	45 μ sec
24 (= 4 Zähler-Chips)	2 : 1	51 μ sec
30 (= 5 Zähler-Chips)	2 : 1	57 μ sec
36 (= 6 Zähler-Chips)	2 : 1	60 μ sec
42 (= 7 Zähler-Chips)	2 : 1	63 μ sec
48 (= 8 Zähler-Chips)	2 : 1	68 μ sec

Tabelle B.3:

Minimal erreichbare Abtastzeiten bei Betrieb von POESY im **8-Bit** Zähler-Modus in Abhängigkeit von der gewählten Kanalanzahl (\equiv Anzahl Zähler-Chips).

Die mittlere Spalte gibt das Verhältnis der Sample-Ereignisse (Trigger) zu Ausleseinterrupts an, mit denen die aufgeführten Sampling-Zeiten erzielt wurden.

Anzahl der Kanäle	Trigger : Interrupt	min. Sampling-Zeit
6 (= 1 Zähler-Chip)	3 : 1	17 μ sec
12 (= 2 Zähler-Chips)	3 : 1	20 μ sec
18 (= 3 Zähler-Chips)	2 : 1	23 μ sec
24 (= 4 Zähler-Chips)	2 : 1	26 μ sec
30 (= 5 Zähler-Chips)	2 : 1	30 μ sec
36 (= 6 Zähler-Chips)	2 : 1	31 μ sec
42 (= 7 Zähler-Chips)	2 : 1	32 μ sec
48 (= 8 Zähler-Chips)	2 : 1	35 μ sec

Tabelle B.4:

Minimal erreichbare Abtastzeiten bei Betrieb von POESY im **4-Bit** Zähler-Modus in Abhängigkeit von der gewählten Kanalanzahl (\equiv Anzahl Zähler-Chips).

Die mittlere Spalte gibt das Verhältnis der Sample-Ereignisse (Trigger) zu Ausleseinterrupts an, mit denen die aufgeführten Sampling-Zeiten erzielt wurden.

Basisadresse	Funktionsbeschreibung:	Zugriff:
+0	Reset (Reinitialisierung) des Timer-Chips	lesend, D32
+4	<i>Start</i> : Aktiviert die beiden Ausgangssignale. Falls der synchrone Modus gewählt ist, wird auf das nächste T_{pp} -Signal gewartet.	lesend, D32
+8	<i>Stop</i> : Deaktiviert die beiden Ausgangssignale.	lesend, D32
+12	nächstes Bit für das Kontroll-Schieberegister ist 1	lesend, D32
+16	nächstes Bit für das Kontroll-Schieberegister ist 0	lesend, D32
+20	Generierung eines Clock-Pulses zum Laden des nächsten Bits in das Kontroll-Schieberegister	lesend, D32
+33	Laden des 1. Schieberegisters im Interface. Mit Hilfe dieses Registers kann der Timer-Chip im System (um-)programmiert werden.	schreibend, D8
+35	Lädt das low-Byte des 2. Schieberegisters. (Wird in POESY nicht genutzt!)	schreibend, D8
+37	Lädt das high-Byte des 2. Schieberegisters. (Wird in POESY nicht genutzt!)	schreibend, D8
+39	Reset-Signal für den Timer-XILINX, der anschließend neu geladen wird	schreibend, D8
+41	Load-Signal für den Timer-XILINX	schreibend, D8
+47	Load-Signal für den Analog/Digital-Umsetzer. (Wird in POESY nicht genutzt!)	schreibend, D8
+185	Kontroll-Register des VME-Interfaces lesen	lesend, D8
+187	Kontroll-Register des VME-Interfaces schreiben	schreibend, D8
+189	Interrupt-Vector setzen	schreibend, D8

Tabelle B.5:

Funktionen des VMEbus-Chips zur Konfiguration und Programmierung des Timer-Bausteins auf der Zeitgeber-Karte (D8: Byte-Zugriff; D32: Word-Zugriff, 32-Bit)

Block Header	
<pre> { int scan; /* scan number */ int block; /* actual block number */ long size; /* number of bytes following this header */ int checksum; int device; /* SCSI device: 1 or 2 */ int endOfScan; /* 1: last block of this scan */ } LOG_INFO_STRUCT; </pre>	
<u>Sample 1:</u>	
	32-Bit von Chip 1[a] (Kanal 1... 3)
	32-Bit von Chip 2[a] (Kanal 7... 9)
	⋮
	32-Bit von Chip n [a]
	32-Bit von Chip 1[b] (Kanal 4... 6)
	32-Bit von Chip 2[b] (Kanal 10...12)
	⋮
	32-Bit von Chip n [b]
<u>Sample 2:</u>	
	⋮
<u>Sample 3:</u>	
	⋮
	⋮
<u>Sample m:</u>	
	⋮

Tabelle B.6:

Aufbau und Struktur eines POESY-Datenblocks.

Neben den eigentlichen Zählerwerten enthält jeder Block einen zusätzlichen Header mit Informationen für die weitere Datenverarbeitung.

Literaturverzeichnis

- Alpar, M. A., Cheng, A. F., Ruderman, M. A., und Shaham, J. (1982). *Nature*, **300**, 728–730.
- Anderson, S. B., Gorham, P. W., Kulkarni, S. R., Prince, T. A., und Wolszczan, A. (1990). *Nature*, **346**, 42–44.
- Armstrong, J. W., Rickett, B. J., und Spangler, S. R. (1995). *ApJ*, **443**, 209–221.
- Arzoumanian, Z., Chernoff, D. F., und Cordes, J. M. (2002). *ApJ*, **568**, 289–301.
- Azizi, S. A. (1990). *Entwurf und Realisierung digitaler Filter*. Oldenburg-Verlag, München, Wien.
- Baade, W. und Zwicky, F. (1934). *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **20**, 259.
- Backer, D. C. (1970). *Nature*, **228**, 42–43.
- Backer, D. C., Clifton, T. R., Wertheimer, D. J., und Kulkarni, S. R. (1990). *A&A*, **232**, 292–300.
- Backer, D. C., Dexter, M. R., Zepka, A., Ng, D., Werthimer, D. J., Ray, P. S., und Foster, R. S. (1997). *PASP*, **109**, 61–68.
- Backer, D. C., Kulkarni, S. R., Heiles, C., Davis, M. M., und Goss, W. M. (1982). *Nature*, **300**, 615–618.
- Barabanov, M. (1997). A Linux-based Real-Time Operating System. *Master's thesis*, New Mexico Institute of Mining and Technology.
- Baym, G. (1991). In: *NATO ASIC Proc. 344: Neutron Stars*, 21.

- Becker, R. H., White, R. L., Helfand, D. J., und Zoonematkermani, S. (1994). *ApJS*, **91**, 347–387.
- Bell, A. (2002). *Diplomarbeit*, FH-Koblenz.
- Bell, J. (2000). In: *ASP Conf. Ser. 202: IAU Colloq. 177: Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond*, 711.
- Bell, J. F. (1998). *Advances in Space Research*, **21**, 137–147.
- Bell-Burnell, S. J. (1977). *Science*, **302**, 685–689. on-line verfügbar: <http://www.bigear.org/vol1no1/burnell.htm>.
- Bhat, N. D. R., Cordes, J. M., Camilo, F., Nice, D. J., und Lorimer, D. R. (2004). *ApJ*, **605**, 759–783.
- Bhattacharya, D. (1998). In: *NATO ASIC Proc. 515: The Many Faces of Neutron Stars.*, 103.
- Bhattacharya, D., Wijers, R. A. M. J., Hartman, J. W., und Verbunt, F. (1992). *A&A*, **254**, 198–212.
- Biggs, J. D. und Lyne, A. G. (1992). *MNRAS*, **254**, 257–263.
- Bisnovatyi-Kogan, G. S. und Komberg, B. V. (1974). *Soviet Astronomy*, **18**, 217.
- Blum, R. D., Ramírez, S. V., Sellgren, K., und Olsen, K. (2003). *ApJ*, **597**, 323–346.
- Brigham, E. O. (1995). *FFT -Schnelle Fourier-Transformation*. Oldenburg-Verlag, München, Wien.
- Burderi, L., D’Antona, F., Menna, M. T., Stella, L., Possenti, A., d’Amico, N., Burgay, M., Di Salvo, T., Iaria, R., Robba, N. R., und Campana, S. (2001). In: *Evolution of Binary and Multiple Stars, Procs. Conf. in Bormio, Italy, June 2000*, 4170.
- Burgay, M., D’Amico, N., Possenti, A., Manchester, R. N., Lyne, A. G., Joshi, B. C., McLaughlin, M. A., Kramer, M., Sarkissian, J. M., Camilo, F., Kalogera, V., Kim, C., und Lorimer, D. R. (2003). *Nature*, **426**, 531–533.
- Burns, W. R. und Clark, B. G. (1969). *A&A*, **2**, 280.

- Bykov, A. M. (2003). *A&A*, **410**, L5–L8.
- Camilo, F. (2003). In: *ASP Conf. Ser. 302: Radio Pulsars*, 145.
- Camilo, F., Lorimer, D. R., Bhat, N. D. R., Gotthelf, E. V., Halpern, J. P., Wang, Q. D., Lu, F. J., und Mirabal, N. (2002a). *ApJ*, **574**, L71–L74.
- Camilo, F., Lorimer, D. R., Freire, P., Lyne, A. G., und Manchester, R. N. (2000a). *ApJ*, **535**, 975–990.
- Camilo, F., Lyne, A. G., Manchester, R. N., Bell, J. F., Kaspi, V. M., D’Amico, N., McKay, N. P. F., Crawford, F., Stairs, I. H., Morris, D. J., Sheppard, D. C., und Possenti, A. (2000b). In: *ASP Conf. Ser. 202: IAU Colloq. 177: Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond*, 3.
- Camilo, F., Manchester, R. N., Gaensler, B. M., und Lorimer, D. R. (2002b). *ApJ*, **579**, L25–L28.
- Camilo, F., Manchester, R. N., Gaensler, B. M., Lorimer, D. R., und Sarkissian, J. (2002c). *ApJ*, **567**, L71–L75.
- Camilo, F., Stairs, I. H., Lorimer, D. R., Backer, D. C., Ransom, S. M., Klein, B., Wielebinski, R., Kramer, M., McLaughlin, M. A., Arzoumanian, Z., und Müller, P. (2002d). *ApJ*, **571**, L41–L44.
- Carr, J. S., Sellgren, K., und Balachandran, S. C. (2000). *ApJ*, **530**, 307–322.
- Chadwick, J. (1932). *Nature*, **129**, 312.
- Chandrasekhar, S. (1931). *ApJ*, **74**, 81.
- Clifton, T. R. und Lyne, A. G. (1986). *Nature*, **320**, 43–45.
- Clifton, T. R., Lyne, A. G., Jones, A. W., McKenna, J., und Ashworth, M. (1992). *MNRAS*, **254**, 177–184.
- Codona, J. L. (1986). *A&A*, **164**, 415–427.
- Cognard, I., Shrauner, J. A., Taylor, J. H., und Thorsett, S. E. (1996). *ApJ*, **457**, L81.
- Cook, G. B., Shapiro, S. L., und Teukolsky, S. A. (1994). *ApJ*, **423**, L117.

- Cooley, J. W. und Tukey, J. W. (1965). *Mathematics of Computation*, **19**, 297–301.
- Cordes, J. (2000). In: *ASP Conf. Ser. 202: IAU Colloq. 177: Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond*, 573.
- Cordes, J. M. (1986). *ApJ*, **311**, 183–196.
- Cordes, J. M. und Chernoff, D. F. (1998). *ApJ*, **505**, 315–338.
- Cordes, J. M. und Lazio, T. J. (1991). *ApJ*, **376**, 123–133.
- Cordes, J. M. und Lazio, T. J. W. (1997). *ApJ*, **475**, 557.
- Cordes, J. M. und Lazio, T. J. W. (2001). *ApJ*, **549**, 997–1010.
- Cordes, J. M. und Lazio, T. J. W. (2002). (astro-ph/0207156).
- Cordes, J. M. und McLaughlin, M. A. (2003). *ApJ*, **596**, 1142–1154.
- Cordes, J. M., Weisberg, J. M., und Boriakoff, V. (1985). *ApJ*, **288**, 221–247.
- Cotera, A. S., Erickson, E. F., Simpson, J. P., Colgan, S. W. J., Allen, D. A., und Burton, M. G. (1992). *Bulletin of the American Astronomical Society*, **24**, 1262.
- Crawford, F., Kaspi, V. M., Manchester, R. N., Lyne, A. G., und Camilo, F. (1999). In: *American Astronomical Society Meeting*, 4104.
- Crawford, F., Kaspi, V. M., Manchester, R. N., Lyne, A. G., Camilo, F., und D’Amico, N. (2001). *ApJ*, **553**, 367–374.
- Damashek, M., Taylor, J. H., und Hulse, R. A. (1978). *ApJ*, **225**, L31–L33.
- D’Amico, N. (2000). In: *ASP Conf. Ser. 202: IAU Colloq. 177: Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond*, 27.
- D’Amico, N., Lyne, A. G., Manchester, R. N., Possenti, A., und Camilo, F. (2001). *ApJ*, **548**, L171–L174.
- Dautcourt, G. (1976). *Was sind Pulsare?* Leipzig : Teubner, BSB, 1976. 2., überarb. Aufl.
- Davies, J. G. und Large, M. I. (1970). *MNRAS*, **149**, 301.

- Davies, J. G., Lyne, A. G., und Seiradakis, J. H. (1973). *Nature*, **244**, 84.
- Davies, J. G., Lyne, A. G., und Seiradakis, J. H. (1977). *MNRAS*, **179**, 635–650.
- Davies, R. D., Walsh, D., und Booth, R. S. (1976). *MNRAS*, **177**, 319–333.
- Detweiler, S. (1979). *ApJ*, **234**, 1100–1104.
- Dewey, M. S. und Dunford, R. W. (1985). *Review of Scientific Instruments*, **56**, 1239–1247.
- Dewey, R. J., Taylor, J. H., Weisberg, J. M., und Stokes, G. H. (1985). *ApJ*, **294**, L25–L29.
- Dijkstra, E. W. (1965). Technical Report EWD-123, Technological University Eindhoven, 43.
- Dowd, A., Sisk, W., und Hagen, J. (2000). In: *ASP Conf. Ser. 202: IAU Colloq. 177: Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond*, 275.
- Einstein, A. (1916). In: *Sitzungsberichte der Physikalisch-Mathematischen Klasse*, 688. Preuss. Akad. Wiss. Berlin.
- Eisenhauer, F., Schödel, R., Genzel, R., Ott, T., Tecza, M., Abuter, R., Eckart, A., und Alexander, T. (2003). *ApJ*, **597**, L121–L124.
- Ershov, A. A. und Kuzmin, A. D. (2003). *Astronomy Letters*, **29**, 91–95.
- Faulkner, A. J., Stairs, I. H., Kramer, M., Lyne, A. G., Hobbs, G., Possenti, A., Lorimer, D. R., Manchester, R. N., McLaughlin, M. A., D’Amico, N., Camilo, F., und Burgay, M. (2004). *MNRAS*, 422–+.
- Figer, D. F. (2003). In: *IAU Symposium*, 487.
- Foster, R. S., Ray, P. S., Cadwell, B. J., Backer, D. C., Lestrade, J.-F., Cognard, I., Martin, J.-M., und Maitia, V. (1997). In: *American Astronomical Society Meeting*, 11110.
- Frail, D. A., Diamond, P. J., Cordes, J. M., und van Langevelde, H. J. (1994). *ApJ*, **427**, L43–L46.

- Freire, P. C., Camilo, F., Lorimer, D. R., Lyne, A. G., und Manchester, R. N. (2000). In: *ASP Conf. Ser. 202: IAU Colloq. 177: Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond*, 87.
- Fridman, P. A. (2001). *A&A*, **368**, 369–376.
- Fridman, P. A. und Baan, W. A. (2001). *A&A*, **378**, 327–344.
- Fürst, E., Reich, W., und Sofue, Y. (1987). *A&AS*, **71**, 63–67.
- Güsten, R. (1989). In: *IAU Symp. 136: The Center of the Galaxy*, 89.
- Genzel, R., Hollenbach, D., und Townes, C. H. (1994). *Reports of Progress in Physics*, **57**, 417–479.
- Glass, I. S., Catchpole, R. M., und Whitelock, P. A. (1987). *MNRAS*, **227**, 373–379.
- Gold, T. (1968). *Nature*, **218**, 731.
- Goodman, J. und Narayan, R. (1985). *MNRAS*, **214**, 519–537.
- Green, D. A. (1991). *PASP*, **103**, 209–220.
- Green, D. A. (2001). In: *American Institute of Physics Conference Series*, 59.
- Green, D. A. (2004). (astro-ph/0405068).
- Gunn, J. E. und Ostriker, J. P. (1970). *ApJ*, **160**, 979.
- Gupta, Y., Gothoskar, P., Joshi, B. C., Vivekanand, M., Swain, R., Sirothia, S., und Bhat, N. D. R. (2000). In: *ASP Conf. Ser. 202: IAU Colloq. 177: Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond*, 277.
- Hankins, T. H. (1971). *ApJ*, **169**, 487.
- Hankins, T. H., Kern, J. S., Weatherall, J. C., und Eilek, J. A. (2003). *Nature*, **422**, 141–143.
- Hankins, T. H. und Rickett, B. J. (1975). In: *Methods in Computational Physics. Volume 14 - Radio astronomy*, 55–129.
- Harris Corporation (1995). *HSP 43168*. Application Note.

- Hartmann, D. H. (1995). *ApJ*, **447**, 646.
- Haslam, C. G. T., Stoffel, H., Salter, C. J., und Wilson, W. E. (1982). *A&AS*, **47**, 1.
- Haslam, C. G. T., Wilson, W. E., Graham, D. A., und Hunt, G. C. (1974). *A&AS*, **13**, 359.
- Helfand, D. J., Taylor, J. H., Backus, P. R., und Cordes, J. M. (1980). *ApJ*, **237**, 206–215.
- Hellings, R. W. und Downs, G. S. (1983). *ApJ*, **265**, L39–L42.
- Hesse, K. H. und Wielebinski, R. (1974). *A&A*, **31**, 409.
- Hewish, A., Bell, S. J., Pilkington, J. D. H., Scott, P. F., und Collins, R. A. (1968). *Nature*, **217**, 709–713.
- Hirata, K., Kajita, T., Koshiaba, M., Nakahata, M., und Oyama, Y. (1987). *Physical Review Letters*, **58**, 1490–1493.
- Hobbs, G., Faulkner, A., Stairs, I. H., Camilo, F., Manchester, R. N., Lyne, A. G., Kramer, M., D’Amico, N., Kaspi, V. M., Possenti, A., McLaughlin, M. A., Lorimer, D. R., Burgay, M., Joshi, B. C., und Crawford, F. (2004a). *MNRAS*, **352**, 1439–1472.
- Hobbs, G., Manchester, R., Teoh, A., und Hobbs, M. (2004b). In: *IAU Symposium*, 139.
- Hulse, R. A. und Taylor, J. H. (1974). *ApJ*, **191**, L59.
- Hulse, R. A. und Taylor, J. H. (1975). *ApJ*, **195**, L51–L53.
- Jenet, F. A., Cook, W. R., Prince, T. A., und Unwin, S. C. (1997). *PASP*, **109**, 707–718.
- Jessner, A. (1995). *Advances in EPOS instrumentation*, interner Bericht, Max-Planck-Institut für Radioastronomie.
- Jessner, A., Slowikowska, A., Klein, B., Lesch, H., Jaroschek, C. H., Kanbach, G., und Hankins, T. H. (2004). (astro-ph/0410003).

- Johnston, H. M. und Kulkarni, S. R. (1991). *ApJ*, **368**, 504–514.
- Johnston, S. (1994). *MNRAS*, **268**, 595.
- Johnston, S., Lyne, A. G., Manchester, R. N., Kniffen, D. A., D’Amico, N., Lim, J., und Ashworth, M. (1992). *MNRAS*, **255**, 401–411.
- Johnston, S., Nicastro, L., und Koribalski, B. (1998). *MNRAS*, **297**, 108–116.
- Johnston, S. und Romani, R. W. (2003). *ApJ*, **590**, L95–L98.
- Johnston, S., Walker, M. A., van Kerkwijk, M. H., Lyne, A. G., und D’Amico, N. (1995). *MNRAS*, **274**, L43–L45.
- Joshi, B. C., Kramer, M., Lyne, A., McLaughlin, M., und Stairs, I. (2003). In: *IAU Symposium*.
- Jouteux, S., Ramachandran, R., Stappers, B. W., Jonker, P. G., und van der Klis, M. (2002). *A&A*, **384**, 532–544.
- Kijak, J., Kramer, M., Wielebinski, R., und Jessner, A. (1998). *A&AS*, **127**, 153–165.
- Kippenhahn, R. und Weigert, A. (1990). *Stellar Structure and Evolution*. Stellar Structure and Evolution, XVI, 468 pp. 192 figs.. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also Astronomy and Astrophysics Library.
- Klein, B. (1995). *Diplomarbeit*, Universität Gesamthochschule Siegen.
- Klein, B. (2000). *Technische Beschreibung zum Pulsar-Backend POESY*, interner Bericht, Max-Planck-Institut für Radioastronomie.
- Klein, B. (2002a). *Technische Beschreibung zum Pulsar-Backend PULSAR2000*, interner Bericht, Max-Planck-Institut für Radioastronomie.
- Klein, B. (2002b). *RFI-Messungen mit der PSE-Erweiterung und dem Backend PULSAR2000*, interner Bericht, Max-Planck-Institut für Radioastronomie.
- Klein, B., Kramer, M., Mueller, P., und Wielebinski, R. (2003). In: *IAU Symposium*.
- Kouwenhoven, M. (2000). *Pulsar observations with the Westerbork Synthesis Radio Telescope*. Doktorarbeit, Universiteit Utrecht.

- Krabbe, A., Genzel, R., Eckart, A., Najarro, F., Lutz, D., Cameron, M., Kroker, H., Tacconi-Garman, L. E., Thatte, N., Weitzel, L., Drapatz, S., Geballe, T., Sternberg, A., und Kudritzki, R. (1995). *ApJ*, **447**, L95.
- Krämer, I. und Klein, B. (2001). *Monitor2000: Technische Beschreibung*, interner Bericht, Max-Planck-Institut für Radioastronomie.
- Kramer, M. (1995). *High Frequency Observations of Pulsars*. Doktorarbeit, Rheinische Friedrich–Wilhelms–Universität, Bonn.
- Kramer, M. (2003). In: *Conference contribution to UK workshop on the SKA*, eds. M. Kramer & S. Rawlings, (astro-ph/0306456).
- Kramer, M., Bell, J. F., Manchester, R. N., Lyne, A. G., Camilo, F., Stairs, I. H., D’Amico, N., Kaspi, V. M., Hobbs, G., Morris, D. J., Crawford, F., Possenti, A., Joshi, B. C., McLaughlin, M. A., Lorimer, D. R., und Faulkner, A. J. (2003). *MNRAS*, **342**, 1299–1324.
- Kramer, M., Klein, B., Lorimer, D., Müller, P., Jessner, A., und Wielebinski, R. (2000a). In: *ASP Conf. Ser. 202: IAU Colloq. 177: Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond*, 37.
- Kramer, M., Lyne, A. G., Joshi, B. C., Ikin, T., Jordan, C., Holloway, A. J., und Stairs, I. H. (2000b). In: *RFI Mitigation Workshop, Bonn*.
- Kramer, M., Xilouris, K. M., Jessner, A., Wielebinski, R., und Timofeev, M. (1996). *A&A*, **306**, 867.
- Löhmer, O., Kramer, M., Mitra, D., Lorimer, D. R., und Lyne, A. G. (2001). *ApJ*, **562**, L157–L161.
- Lacroix, A. (1988). *Digitale Filter*. Oldenburg-Verlag, München, Wien.
- Lambert, H. C. und Rickett, B. J. (1999). *ApJ*, **517**, 299–317.
- Landau, L. (1932). *Phys. Z. Soviet*, **1**, 88.
- Landau, L. D. und Lifschitz, E. M. (1941). *Klassische Feldtheorie*. Teorya Polya Nauka, Moskau; dt. Übersetzung; Akademie-Verlag Berlin, 9. Auflage 1984.
- Lang, C. C., Figer, D. F., Goss, W. M., und Morris, M. (1999). *AJ*, **118**, 2327–2330.

- Lange, C. (1999). *Hochpräzisions-Timing und Emission von Millisekundenpulsaren*. Doktorarbeit, Rheinische Friedrich–Wilhelms–Universität, Bonn.
- Large, M. I., Vaughan, A. E., und Mills, B. Y. (1968). *Nature*, **220**, 340.
- Large, M. L. und Vaughan, A. E. (1971). *MNRAS*, **151**, 277.
- Lattimer, J. M. und Prakash, M. (2004). *Science*, **304**, 536–542.
- Launhardt, R., Zylka, R., und Mezger, P. G. (2002). *A&A*, **384**, 112–139.
- Lawson, K. D., Mayer, C. J., Osborne, J. L., und Parkinson, M. L. (1987). *MNRAS*, **225**, 307.
- Lazio, T. J. W. und Cordes, J. M. (1998a). *VizieR Online Data Catalog*, **211**, 80201.
- Lazio, T. J. W. und Cordes, J. M. (1998b). *ApJS*, **118**, 201–216.
- Lazio, T. J. W. und Cordes, J. M. (1998c). *ApJ*, **505**, 715–731.
- Lazio, T. J. W., Cordes, J. M., Kassim, N. E., und Arzoumanian, Z. (1997). *Bulletin of the American Astronomical Society*, **29**, 1382.
- Lee, L. C. und Jokiipii, J. R. (1976). *ApJ*, **206**, 735–743.
- Lis, D. C. und Serabyn, E. (2001). In: *ESA SP-460: The Promise of the Herschel Space Observatory*, 447.
- Löhmer, O. (2002). *Hochpräzisions-Timing und Interstellare Streuung von Pulsaren*. Doktorarbeit, Rheinische Friedrich–Wilhelms–Universität, Bonn.
- Lorimer, D. R. (2001a). *Living Reviews in Relativity*, **4**, 5.
- Lorimer, D. R. (2001b). In: *The Neutron Star - Black Hole Connection*, 3.
- Lorimer, D. R. (2003a). In: *Pulsars, AXPs and SGRs Observed with BeppoSAX and Other Observatories*, 51–60.
- Lorimer, D. R. (2003b). In: *IAU Symposium*.
- Lorimer, D. R., Bailes, M., Dewey, R. J., und Harrison, P. A. (1993). *MNRAS*, **263**, 403.

- Lorimer, D. R., Jessner, A., Seiradakis, J. H., Lyne, A. G., D’Amico, N., Athanaspoulos, A., Xilouris, K. M., Kramer, M., und Wielebinski, R. (1998). *A&AS*, **128**, 541–544.
- Lorimer, D. R., Kramer, M., Müller, P., Wex, N., Jessner, A., Lange, C., und Wielebinski, R. (2000). *A&A*, **358**, 169–176.
- Lorimer, D. R., Yates, J. A., Lyne, A. G., und Gould, D. M. (1995). *MNRAS*, **273**, 411–421.
- Lovelace, R. V. E., Sutton, J. M., und Salpeter, E. E. (1969). *Nature*, **222**, 231–233.
- Lundgren, S. C., Cordes, J. M., Ulmer, M., Matz, S. M., Lomatch, S., Foster, R. S., und Hankins, T. (1995). *ApJ*, **453**, 433.
- Lyne, A. G. (1989). In: *NATO ASIC Proc. 253: Gravitational Wave Data Analysis*, 95.
- Lyne, A. G., Burgay, M., Kramer, M., Possenti, A., Manchester, R. N., Camilo, F., McLaughlin, M. A., Lorimer, D. R., D’Amico, N., Joshi, B. C., Reynolds, J., und Freire, P. C. C. (2004). *Science*, **303**, 1153–1157.
- Lyne, A. G., Camilo, F., Manchester, R. N., Bell, J. F., Kaspi, V. M., D’Amico, N., McKay, N. P. F., Crawford, F., Morris, D. J., Sheppard, D. C., und Stairs, I. H. (2000). *MNRAS*, **312**, 698–702.
- Lyne, A. G. und Graham-Smith, F. (1998). *Pulsar astronomy*. Pulsar astronomy / Andrew G. Lyne and Francis Graham-Smith. Cambridge, U.K.; New York : Cambridge University Press, 1998. (Cambridge astrophysics series ; 31) ISBN 0521594138.
- Lyne, A. G. und Lorimer, D. R. (1994). *Nature*, **369**, 127.
- Lyne, A. G. und Lorimer, D. R. (1995). *Journal of Astrophysics and Astronomy*, **16**, 97.
- Lyne, A. G., Manchester, R. N., Lorimer, D. R., Bailes, M., D’Amico, N., Tauris, T. M., Johnston, S., Bell, J. F., und Nicastro, L. (1998). *MNRAS*, **295**, 743–755.
- Lyne, A. G., Manchester, R. N., und Taylor, J. H. (1985). *MNRAS*, **213**, 613–639.

- Lyne, A. G., Pritchard, R. S., und Smith, F. G. (1988). MNRAS, **233**, 667–676.
- Manchester, R. N. (2001). Publications of the Astronomical Society of Australia, **18**, 1–11.
- Manchester, R. N., Lyne, A. G., Camilo, F., Bell, J. F., Kaspi, V. M., D’Amico, N., McKay, N. P. F., Crawford, F., Stairs, I. H., Possenti, A., Kramer, M., und Sheppard, D. C. (2001). MNRAS, **328**, 17–35.
- Manchester, R. N., Lyne, A. G., D’Amico, N., Bailes, M., Johnston, S., Lorimer, D. R., Harrison, P. A., Nicastro, L., und Bell, J. F. (1996). MNRAS, **279**, 1235–1250.
- Manchester, R. N., Lyne, A. G., Taylor, J. H., Durdin, J. M., Large, M. I., und Little, A. G. (1978). MNRAS, **185**, 409–421.
- Manchester, R. N. und Taylor, J. H. (1977). *Pulsars*. San Francisco : W. H. Freeman, c1977.
- Mantegazza, P., Cloutier, P., Papacharalambous, S., Soanes, I., und Hughes, S. (2000). DIAPM-RTAI Position Paper, RTSS 2000 - Real Time Operating Systems Workshop.
- Maron, O., Kijak, J., Kramer, M., und Wielebinski, R. (2000). A&AS, **147**, 195–203.
- Maron, O., Kijak, J., und Wielebinski, R. (2004). A&A, **413**, L19–L22.
- McCulloch, P. M., Hamilton, P. A., Ables, J. G., und Hunt, A. J. (1983). Nature, **303**, 307.
- McLaughlin, M., Cordes, J. M., und Arzoumanian, Z. (2000). In: *ASP Conf. Ser. 202: IAU Colloq. 177: Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond*, 41.
- McLaughlin, M. A., Cordes, J. M., Deshpande, A. A., Gaensler, B. M., Hankins, T. H., Kaspi, V. M., und Kern, J. S. (2001). ApJ, **547**, L41.
- McLaughlin, M. A., Lorimer, D. R., Champion, D. J., Xilouris, K., Arzoumanian, Z., Backer, D. C., Cordes, J. M., Fruchter, A. S., und Lommen, A. N. (2004). In: *IAU Symposium*, 127.

- Melrose, D. (2003). In: *IAU Symposium*.
- Melrose, D. B. (2000). In: *ASP Conf. Ser. 202: IAU Colloq. 177: Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond*, 721.
- Mezger, P. G., Zylka, R., Philipp, S., und Launhardt, R. (1999). *A&A*, **348**, 457–465.
- Middleditch, J. (2004). (astro-ph/0405068).
- Middleditch, J. und Kristian, J. (1984). *ApJ*, **279**, 157–161.
- Middleditch, J., Kristian, J. A., Kunkel, W. E., Hill, K. M., Watson, R. D., Lucinio, R., Imamura, J. N., Steiman-Cameron, T. Y., Shearer, A., Butler, R., Redfern, M., und Danks, A. C. (2000). *New Astronomy*, **5**, 243–283.
- Mitra, D. und Ramachandran, R. (2001). *A&A*, **370**, 586–590.
- Mombauer, A. (1997). *Diplomarbeit*, FH-Koblenz.
- Morris, M. (1989). In: *IAU Symp. 136: The Center of the Galaxy*, 171.
- Morris, M. (1993). *ApJ*, **408**, 496–506.
- Navarro, J. (1994). Ph.D. Thesis, 12.
- Navarro, J., de Bruyn, A. G., Frail, D. A., Kulkarni, S. R., und Lyne, A. G. (1995). *ApJ*, **455**, L55.
- Nice, D. J. (1999). *ApJ*, **513**, 927–932.
- Nice, D. J., Fruchter, A. S., und Taylor, J. H. (1995). *ApJ*, **449**, 156.
- Nice, D. J. und Thorsett, S. E. (1992). *ApJ*, **397**, 249–259.
- North, D. O. (1963). RCA-Labs, Princeton, NJ, Techn. Rpt., **PTR-6C**, 1016–1027.
- Oppenheimer, J. und Volkoff, G. (1938). *Phys. Rev.*, **55**, 374.
- Ord, S. M., Stairs, I. H., und Camilo, F. (2000). In: *ASP Conf. Ser. 202: IAU Colloq. 177: Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond*, 281.
- Ozernoi, L. M. und Shishov, V. I. (1977). *Soviet Astronomy Letters*, **3**, 233–235.

- P. Müller et al. (2004). in prep.
- Pacini, F. (1967). *Nature*, **216**, 567.
- Pacini, F. (1968). *Nature*, **219**, 145.
- Paczynski, B. und Trimble, V. (1979). In: *IAU Symp. 84: The Large-Scale Characteristics of the Galaxy*, 401–403.
- Percival, J. W., Boyd, P. T., Biggs, J. D., Dolan, J. F., Bless, R. C., Elliot, J. L., Nelson, M. J., Robinson, E. L., Taylor, M. J., van Citters, G. W., und Wolinski, K. G. (1995). *ApJ*, **446**, 832.
- Peters, P. C. und Mathews, J. (1963). *Phys. Rev.*, **131**, 435.
- Pfahl, E. und Loeb, A. (2004). *ApJ*, **615**, 253–258.
- Postel, J. (1980). UDP: User Datagramm Protocol; RFC 768, verfügbar über <http://www.faqs.org/rfcs/768/>.
- Postel, J. (1981a). TCP: Transmission Control Protocol; RFC 793, verfügbar über <http://www.faqs.org/rfcs/793/>.
- Postel, J. (1981b). IP: Internet Protocol; RFC 791, verfügbar über <http://www.faqs.org/rfcs/791/>.
- Ramachandran, R., Mitra, D., Deshpande, A. A., McConnell, D. M., und Ables, J. G. (1997). *MNRAS*, **290**, 260–264.
- Ransom, S. M. (2000). In: *ASP Conf. Ser. 202: IAU Colloq. 177: Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond*, 43.
- Ransom, S. M. (2001a). American Astronomical Society Meeting, **199**, 0.
- Ransom, S. M. (2001b). *New Search Techniques for Binary Pulsars*. Doktorarbeit, Harvard University, Cambridge, Massachusetts.
- Ransom, S. M., Eikenberry, S. S., und Middleditch, J. (2002). *AJ*, **124**, 1788–1809.
- Rasio, F. A. (2000). In: *ASP Conf. Ser. 202: IAU Colloq. 177: Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond*, 589.

- Ray, P. S., Deichy, W. T. S., Kulkarni, S. R., Prince, T. A., Thorsett, S. E., Vasisht, G., Wolszczan, A., Backer, D. C., Holliman, J. H., und Middleditch, J. (1995). *ApJ*, **443**, 265–270.
- Reich, P. und Reich, W. (1986). *A&AS*, **63**, 205–288.
- Reich, W. (1982). *A&AS*, **48**, 219–297.
- Reich, W. (2002). In: *Neutron Stars, Pulsars, and Supernova Remnants*, 1–12.
- Richards, D. W. und Comella, J. M. (1969). *Nature*, **222**, 551.
- Rickett, B. J. (1977). *ARA&A*, **15**, 479–504.
- Rickett, B. J. (1990). *ARA&A*, **28**, 561–605.
- Ritchings, R. T. (1976). *MNRAS*, **176**, 249–263.
- Romani, R. W. und Johnston, S. (2001). *ApJ*, **557**, L93–L96.
- Ruderman, M. A. und Sutherland, P. G. (1975). *ApJ*, **196**, 51–72.
- Salpeter, E. E. (1955). *ApJ*, **121**, 161.
- Sandberg, R., Goldberg, D., Kleiman, S., Walsh, D., und Lyon, B. (1985). Usenix Conference, 1985.
- Sandhu, J. S., Bailes, M., Manchester, R. N., Navarro, J., Kulkarni, S. R., und Anderson, S. B. (1997). *ApJ*, **478**, L95.
- Sayer, R. W., Nice, D. J., und Taylor, J. H. (1997). *ApJ*, **474**, 426.
- Sazhin, M. V. (1978). *Soviet Astronomy*, **22**, 36–38.
- Scalo, J. (1998). In: *ASP Conf. Ser. 142: The Stellar Initial Mass Function (38th Herstmonceux Conference)*, 201.
- Scalo, J. M. (1986). In: *IAU Symp. 116: Luminous Stars and Associations in Galaxies*, 451–466.
- Scheuer, P. A. G. (1968). *Nature*, **218**, 920–922.
- Schwarz, U. J., Bregman, J. D., und van Gorkom, J. H. (1989). *A&A*, **215**, 33–47.

- Sedgewick, R. (1992). *Algorithmen in C*. Addison-Wesley, Bonn; München.
- Seiradakis, J. H., Reich, W., Wielebinski, R., Lasenby, A. N., und Yusef-Zadeh, F. (1989). *A&AS*, **81**, 291–302.
- Sellgren, K. (1989). In: *IAU Symp. 136: The Center of the Galaxy*, 477.
- Senda, A., Murakami, H., Bamba, A., Takagi, S., und Koyama, K. (2003a). In: *Workshop on Galaxies and Clusters of Galaxies*, 17.
- Senda, A., Murakami, H., und Koyama, K. (2002). *ApJ*, **565**, 1017–1021.
- Senda, A., Murakami, H., und Koyama, K. (2003b). In: *Astron. Nachr./AN* **324**, 151–155.
- Serabyn, E. und Morris, M. (1996). *Nature*, **382**, 602–604.
- Serabyn, E., Shupe, D., und Figer, D. F. (1998). *Nature*, **394**, 448–451.
- Shannon, C. E. und Weaver, W. (1949). *The mathematical theory of communication*. Urbana: University of Illinois Press, 1949.
- Shapiro, S. L. und Teukolsky, S. A. (1983). *Black holes, white dwarfs, and neutron stars: The physics of compact objects*. Research supported by the National Science Foundation. New York, Wiley-Interscience, 1983, 663 p.
- Sidoli, L., Mereghetti, S., Israel, G. L., Chiappetti, L., Treves, A., und Orlandini, M. (1999). *ApJ*, **525**, 215–227.
- Sieber, W. (1982). *A&A*, **113**, 311–313.
- Silk, J. (1999). *Die Geschichte des Kosmos*. Heidelberg ; Berlin : Spektrum, Akad. Verl.
- Smarr, L. L. und Blandford, R. (1976). *ApJ*, **207**, 574–588.
- Sofue, Y. (2003). *PASJ*, **55**, 445–450.
- Spruit, H. C. und Phinney, E. S. (1998). *Nature*, **393**, 139.
- Srinivasan, B. (1995). KURT: The KU real-time Linux, verfügbar über <http://www.hegel.ittc.ukans.edu/projects/kurt>.

- Staelin, D. H. (1969). *IEEE*, **57**, 724–725.
- Staelin, D. H. und Reifenstein, E. C. (1968). *Science*, **162**, 1481.
- Staelin, D. H. und Sutton, J. M. (1970). *Nature*, **226**, 69–70.
- Stairs, I. H., Splaver, E. M., Thorsett, S. E., Nice, D. J., und Taylor, J. H. (2000). *MNRAS*, **314**, 459–467.
- Stokes, G. (1852). *Trans. Cambridge Phil. Soc.*, **9**, 399.
- Stokes, G. H., Segelstein, D. J., Taylor, J. H., und Dewey, R. J. (1986). *ApJ*, **311**, 694–700.
- Stolte, A., Grebel, E. K., Brandner, W., und Figer, D. F. (2002). *A&A*, **394**, 459–478.
- Tauris, T. M. und Bailes, M. (1996). *A&A*, **315**, 432–444.
- Taylor, J. H. (1974). *A&AS*, **15**, 367.
- Taylor, J. H. (1991). *IEEE Proceedings*, **79**, 1054–1062.
- Taylor, J. H. (1994). In: *American Astronomical Society Meeting*, 6801.
- Taylor, J. H. und Cordes, J. M. (1993). *ApJ*, **411**, 674–684.
- Taylor, J. H., Hulse, R. A., Fowler, L. A., Gullahorn, G. E., und Rankin, J. M. (1976). *ApJ*, **206**, L53–L58.
- Taylor, J. H., Manchester, R. N., und Lyne, A. G. (1993). *ApJS*, **88**, 529–568.
- Taylor, J. H., Manchester, R. N., Lyne, A. G., und Camilo, F. (1995). Unpublished (available at <ftp://pulsar.princeton.edu/pub/catalog>).
- Taylor, J. H. und Weisberg, J. M. (1982). *ApJ*, **253**, 908–920.
- Taylor, J. H. und Weisberg, J. M. (1989). *ApJ*, **345**, 434–450.
- Taylor, J. H., Wolszczan, A., Damour, T., und Weisberg, J. M. (1992). *Nature*, **355**, 132–136.
- Thorsett, S. E. und Chakrabarty, D. (1999). *ApJ*, **512**, 288–299.

- van der Klis, M. (1989). In: *Timing Neutron Stars, (NATO ASI Series)*, ed. H. Ögelman & E. P. J. van den Heuvel (Dordrecht: Kluwer), 27.
- van Langevelde, H. J., Frail, D. A., Cordes, J. M., und Diamond, P. J. (1992). *ApJ*, **396**, 686–695.
- van Loon, J. T., Gilmore, G. F., Omont, A., Blommaert, J. A. D. L., Glass, I. S., Messineo, M., Schuller, F., Schultheis, M., Yamamura, I., und Zhao, H. S. (2003). *MNRAS*, **338**, 857–879.
- van Straten, W., Britton, M., Bailes, M., Anderson, S., und Kulkarni, S. (2000). In: *ASP Conf. Ser. 202: IAU Colloq. 177: Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond*, 283.
- van Vleck, J. H. und Middleton, D. (1966). In: *Proc. IEEE*, 2–19.
- Vasisht, G. V. (1996). . Doktorarbeit, California Institute of Technology, Pasadena.
- Vaughan, A. E. und Large, M. I. (1969). *Proceedings of the Astronomical Society of Australia*, **1**, 220.
- Wang, Q. D. (2003). In: *Astron. Nachr./AN* **324**, 25–31.
- Wang, Q. D., Gotthelf, E. V., und Lang, C. C. (2002). *Nature*, **415**, 148–150.
- Wex, N., Gil, J., und Sendyk, M. (1996). *A&A*, **311**, 746–757.
- Wex, N. und Kopeikin, S. M. (1999). *ApJ*, **514**, 388–401.
- Whelan, J. und Iben, I. J. (1973). *ApJ*, **186**, 1007–1014.
- Wielebinski, R. (1968). *Nature*, **219**, 1135.
- Wielebinski, R. (2000). In: *ASP Conf. Ser. 202: IAU Colloq. 177: Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond*, 205.
- Wietfeldt, R., van Straten, W., del Rizzo, D., Bartel, N., Cannon, W., und Novikov, A. (1998). *A&AS*, **131**, 549–554.
- Wolszczan, A. und Frail, D. A. (1992). *Nature*, **355**, 145–147.
- Wolszczan, A., Kulkarni, S. R., Middleditch, J., Backer, D. C., Fruchter, A. S., und Dewey, R. J. (1989). *Nature*, **337**, 531–533.

Wood, K. S., Norris, J. P., Hertz, P., Vaughan, B. A., Michelson, P. F., Mitsuda, K., Lewin, W. H. G., van Paradijs, J., Penninx, W., und van der Klis, M. (1991). *ApJ*, **379**, 295–309.

Woosley, S. E. und Weaver, T. A. (1986). *ARA&A*, **24**, 205–253.

Young, M. D., Manchester, R. N., und Johnston, S. (1999). *Nature*, **400**, 848–849.

Young, M. D., Manchester, R. N., und Johnston, S. (2000). In: *ASP Conf. Ser. 202: IAU Colloq. 177: Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond*, 185.

Yusef-Zadeh, F., Baganoff, F. K., Muno, M. P., Cotton, W., Garmire, G. P., Park, S., Morris, M., und Wardle, M. (2003). AAS/High Energy Astrophysics Division, 35.

Zeltwanger, H. (1996). *Elektronik*, Franzis-Verlag GmbH München.

Liste der benutzten Abkürzungen

A & A	Astronomy and Astrophysik
A & AS	Astronomy and Astrophysik, Supplement Series
AJ	Astronomical Journal
ApJ	Astrophysical Journal
ApJS	Astrophysical Journal, Supplement Series
Ap & SS	Astrophysics and Space Science
ARA & A	Annual Review of Astron and Astrophys
AuJPh	Australian Journal of Physics
MNRAS	Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
PASP	Publications of the Astronomical Society of the Pacific

Abbildungsverzeichnis

1.1	Erste Aufzeichnung von Pulsar-Signalen im Jahr 1967	2
1.2	Aufzeichnung des <i>allerersten</i> Pulsars am 24. Januar 1966	3
1.3	Der Krebs-Nebel (M1)	4
1.4	Prinzip einer Pulsar-Beobachtung	6
1.5	Entwicklungsstationen eines Pulsars	7
1.6	Aufbau und Struktur eines Neutronensterns	9
1.7	Auswahl verschiedener Pulsprofile aus der EPN-Datenbank	10
1.8	Pulsar-Statistik: Perioden- und Pulsbreiten-Verteilung	11
1.9	$P - \dot{P}$ - Diagramm von 1259 Pulsaren	15
1.10	Dispersionsverzögerung des Vela-Pulsars (PSR B0833-45)	18
1.11	Scattering von PSR J1811–1736 bei 1.41 GHz und 4.85 GHz	20
1.12	Doppel-Neutronensternsystem PSR B1913+16	21
1.13	Galaktische Pulsar-Verteilung in Hammer-Aitoff Projektion	24
1.14	(Millisekunden-) Pulsar-Projektion in die galaktische Ebene	26
2.1	EPOS - Das <u>E</u> ffelsberg <u>P</u> ulsar <u>O</u> bserving <u>S</u> ystem.	37
2.2	PUB-86: Phasenkorrekte Integration von mehreren Einzelpulsen. . .	42
2.3	Funktionsweise des Pulsar-Signal-Entzerrers (PSE)	45
2.4	Blockschaltbild des Pulsar-Signal-Entzerrers (PSE)	46

2.5	Blockschaltbild: inkohärenter Effelsberg-Berkeley-Pulsar Processor . . .	50
2.6	Prinzip: <i>Complex Down Converter</i> in analoger Schaltungstechnik . . .	52
2.7	Übertragungsfunktion und Stoßantwort des idealen Tiefpasses	54
2.8	Prinzipschaltbild eines Digitalen Mischers	56
2.9	Stoßantwort eines Tiefpaßfilters mit Hilbert-Transformation	58
2.10	EBPP: Blockschaltbild des Combiner-Boards	60
2.11	EBPP: Blockschaltbild des Digitalen Filter-Boards	62
3.1	Datenübertragung über eine verdrehte Zweidrahtleitung	65
3.2	Digitalisierungsprinzip mit VFC und Binärzähler	66
3.3	POESY: Schematischer Aufbau und Einbindung in Effelsberg	69
3.4	POESY: Blockschaltbild der 60-Kanal Zähler-Karte	70
3.5	POESY: Der “Zähler-Chip”	71
3.6	Das Koinzidenz-Problem bei Zählern	75
3.7	Interner Aufbau eines 4-Bit Synchronzählers	76
3.8	Timing-Diagramm: Koinzidenz-Problem	77
3.9	Antikoinzidenz-Schaltung	78
3.10	POESY: Timer-Chip zur Trigger- und Interrupterzeugung	80
3.11	Konzept der Cross-Entwicklung mit Host- und Target-Rechner	87
3.12	Aufbau des Realzeit-Betriebssystems VxWorks	88
3.13	Vergleich: hierarchisches Dateisystem / POESY File System	90
3.14	POESY: On-line Kontroll-Display	93
3.15	Prinzip der Datenumsortierung von POESYsequencer	95
4.1	Empfindlichkeitsvergleich: Filterbank (8×4 MHz) / PSE	99
4.2	Blockdiagramm der PSE-Erweiterung (PSE++)	100

4.3	PSE++: Frequenzaddition benachbarter Kanäle	101
4.4	Fotoaufnahme: XILINX-Modul	102
4.5	Fotoaufnahme: PSE++-Karte mit aufgestecktem XILINX-Modul . . .	103
4.6	Fotoaufnahme: PULSAR2000-Backend mit externen IDE-Festplatten .	105
4.7	PULSAR2000: Hardware- / Software - Blockdiagramm	107
4.8	Beispiel einer PULSAR2000-Header-Datei	111
4.9	PULSAR2000: <i>Control</i> -Ebene	112
4.10	PULSAR2000: <i>Parameter</i> -Ebene	113
4.11	Kontrollausgabe des Programms <i>EffDisplay</i>	114
5.1	Flußdiagramm einer modernen Pulsar-Suche	120
5.2	Ergebnis einer Pulsar-Suche mit PSE++ und PULSAR2000	122
5.3	Struktur des Fast Folding Algorithmus	124
5.4	Ergebnis einer FFA-Suche (Beispiel: PSR B 0355+54)	125
5.5	Prinzip des “Harmonischen Summierens”	128
5.6	Prinzip der Dispersion	131
5.7	Struktur des Tree-Algorithmus zur De-Dispersion	132
5.8	Doppler-Effekt bei Pulsaren in Binär-Systemen	136
5.9	Beobachtung von PSR B 1913+16 mit/ohne Doppler-Korrektur	137
5.10	Ergebnis einer Acceleration-Suche mit PSRSEARCH	139
5.11	Ergebnis einer “Phase-Modulation”-Suche	141
5.12	Frequenzspektrum mit und ohne RFI-Einfluß	143
5.13	Programmlauf einer Pulsar-Suche mit PSRSEARCH	149
5.14	Grafische Ausgabe (S/N vs. DM) von PSRFIND	151
5.15	Ergebnisausgabe von PSRFIND	152

5.16	Grafische Ausgabe: Leistungsspektrum mit zwei Pulsaren	153
6.1	Anzahl gefundener Pulsare in Richtung des Galaktischen Zentrums .	156
6.2	Galaktische Supernova-Verteilung	165
6.3	Anzahl der SNRs in Richtung des Galaktischen Zentrums	167
6.4	Interstellare Streuung am Modell des dünnen Streuschirms	169
6.5	Modell des dünnen Streuschirms: Geometrieverhältnisse	170
6.6	Pulsprofil von PSR B1758–23 bei 4 verschiedenen Frequenzen	174
6.7	Vergleich zwischen vereinfachtem und tatsächlichem Scattering	175
6.8	Gefundene Pulsare im Abstand zum Galaktischen Zentrum	177
6.9	Projektion bekannter Pulsare in die galaktische Ebene	178
6.10	Streuzeit τ_{sc} in Abhängigkeit zum Dispersionsmaß (DM)	183
6.11	Dispersionsmaß in Abhängigkeit zur galaktischen Länge und Breite .	184
6.12	Detektionsempfindlichkeit für zwei verschiedene Scatteringmodelle .	186
6.13	Statistische Verteilung: Luminosity / Spektral-Index von Pulsaren . .	188
6.14	Pulsar-Luminosity und Detektionslimits der 5 GHz & 8 GHz Suche . .	189
6.15	Suchergebnis für PSR B1758–23	192
6.16	Suchfeld des 5 GHz Pulsar-Surveys	194
6.17	Empfindlichkeitskurven für die Pulsar-Suche bei 5 GHz	195
6.18	PSR B 1750–24: Einfluß der Beobachtungsfrequenz auf das Pulsprofil	196
6.19	Beobachtungspositionen der 8 GHz Pulsar-Suche	198
6.20	Empfindlichkeitskurven für die Pulsar-Suche bei 8 GHz	199
6.21	Spektral-Index α der Streuverbreiterung in Abhängigkeit zum DM . .	202
A.1	Schematische Darstellung eines Quadratursignals in der I/Q -Ebene .	208
A.2	Blockschaltbild eines Quadraturmischers (Quadraturdemodulator) . .	209

Tabellenverzeichnis

2.1	Backends für Pulsarbeobachtungen an verschiedenen Teleskopen . . .	35
2.2	Zusammenstellung von Baseband-Rekordern für Pulsarbeobachtungen	36
2.3	Technischen Daten: PUB-86 und CAMAC-Timing	44
3.1	POESY: Technische Daten	96
4.1	PSE++ und PULSAR2000: Technische Daten	115
5.1	Erhöhung des S/N durch harmonisches Summieren	129
6.1	Pulsare mit dem geringsten Abstand zum Zentrum	157
6.2	Prozentuale Detektionsrate für die Pulsare-Suche bei 5 & 8 GHz . . .	190
6.3	Beobachtungs- und Systemparameter bei der 5 GHz Pulsar-Suche . .	193
6.4	Beobachtungspositionen bei der 8 GHz Pulsar-Suche	197
6.5	Beobachtungs- und Systemparameter bei der 8 GHz Pulsar-Suche . .	200
B.1	POESY: VMEbus-Interface	234
B.2	POESY: Konfigurationsregister des Zähler-XILINX	235
B.3	POESY: Minimal erreichbare Abtastzeiten im 8-Bit Zähler-Modus . .	236
B.4	POESY: Minimal erreichbare Abtastzeiten im 4-Bit Zähler-Modus . .	236
B.5	POESY: Konfiguration des Timer-Bausteins auf der Zeitgeber-Karte .	237

B.6	POESY: Aufbau und Struktur von POESY-Datenblöcken	238
-----	---	-----